Office - Peters 62

MAR 8 1927

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. P. Debye, Prof. Dr. F. Harms und Prof. Dr. R. Seeliger

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.– postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.– vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.–, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark –.35, Beilagen mit Goldmark 60.– berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 3. Ausgegeben am 1. Februar 1927. No. 727. Printed in Germany. 28. Jahrgang.

INHALT:

W. Wien, Theodor Des Coudres †. S. 129—135.

Originalmitteilungen:

P. Debye, Über die Zerstreuung von Röntgenstrahlen an amorphen Körpern. S. 135—141.

H.-J. v. Braunmühl, Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante einiger Gase. S. 141—149.

D. Nasledow, Zur Quantentheorie des normalen photoelektrischen Effekts. S. 149—151.

R. Forster, Struktur von kolloidalem SnO_2. S. 151—152.

H. Cassel, Zur Theorie der Adsorptionswärme. S. 152—153.

G. Ettisch und D. Deutsch, Zur Methodik der Kataphorese. S. 153—154.

Besprechungen:

P. Weiss et G. Foex, Le Magnetisme. S. 155.

L. Graetz, Alte Vorstellungen und neue Tatsachen der Physik. S. 155.

M. v. Laue, La Theorie de la Relativité. S. 155.

F. Klein, Vorlesungen über höhere Geometrie. S. 155.

H. Freitag, Physik. Unterstufe. S. 156.

C. N. Hinshelwood, The kinetics of chemical change in gaseous systems. S. 156.

Berichtigung. S. 156.

Tagesereignisse. S. 156.

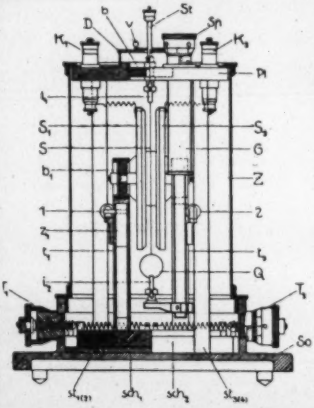
Personalien. S. 156.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Mit einer Beilage der Akademischen Verlagsgesellschaft m. b. H. in Leipzig, betreffend: Handbuch der Experimentalphysik Bd. XIV.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 3. 1. Februar 1927. Redaktionsschluß für No. 5 am 10. Februar 1927. 28. Jahrgang.

INHALT:

W. Wien, Theodor Des Coudres †. S. 129.

Originalmitteilungen:

P. Debye, Über die Zerstreuung von Röntgenstrahlen an amorphen Körpern. S. 135.

H.-J. v. Braunmühl, Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante einiger Gase. S. 141.

D. Nasledow, Zur Quantentheorie des normalen photoelektrischen Effekts. S. 149.

R. Forster, Struktur von kolloidalem SnO_2. S. 151.

H. Cassel, Zur Theorie der Adsorptionswärme. S. 152.

G. Ettisch u. D. Deutsch, Zur Methodik der Kataphorese. S. 153.

Besprechungen:

P. Weiss et G. Foex, Le Magnétisme. S. 155.

L. Graetz, Alte Vorstellungen und neue Tatsachen der Physik. S. 155.

M. v. Laue, La Theorie de la Relativité. S. 155.

F. Klein, Vorlesungen über höhere Geometrie. S. 155.

H. Freitag, Physik. Unterstufe. S. 156.

C. N. Hinshelwood, The kinetics of chemical change in gaseous systems. S. 156.

Berichtigung. S. 156.

Tagesereignisse. S. 156.

Personalien. S. 156.

Theodor Des Coudres.

Von W. Wien.

Am 8. Oktober starb infolge eines Schlaganfalls der Professor der theoretischen Physik an der Universität Leipzig,

Theodor Des Coudres.

Many are Poets, who have never penned
Their inspiration and perchance the best;
They felt and loved and died, but would not lend
Their thoughts to meaner beings; they compressed
The God within them and rejoined the stars
Unlaurelled upon earth.

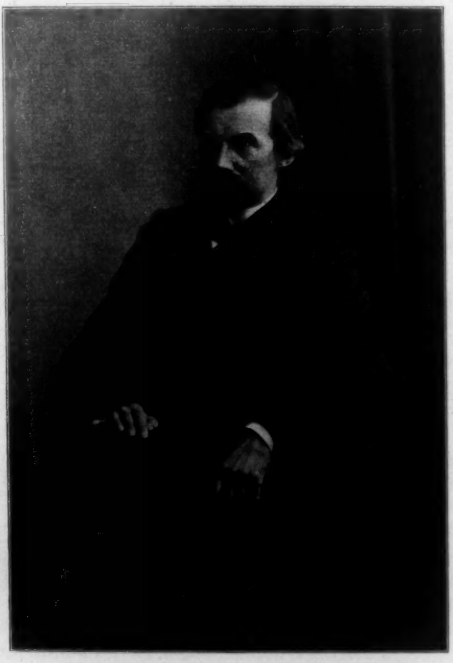
Trotz der zahlreichen Veröffentlichungen, die nach seiner eignen Angabe von O. Wiener in seinem Nachruf[1]) mitgeteilt sind, und trotz dem vielbändigen Tagebuch und andern Aufzeichnungen, die in seinem Nachlaß gefunden wurden, sind die Verse aus der Weissagung Dantes von Byron wie auf viele geistig hervorragende Männer, so auch auf Des Coudres anwendbar. Nur wenige von der Fülle der Ideen, die bei Gesprächen hervorströmten, haben die Gestalt der schriftlichen Aufzeichnung, noch weniger die der gedruckten Abhandlung angenommen. Vielfach war es ihm genug, Anregungen zu geben, wenn diese sich auch von seinem Namen loslösten und der Einfluß, den sie auf die Entwicklung der neuen Physik ausgeübt haben, ist größer als die meisten Physiker, denen der Name Des Coudres schließlich fremd geworden war, annehmen. Er streute seine Gedanken verschwenderisch im Gespräch aus, unbekümmert darum, ob die Saat auf geackerten Boden fiel.

Im Helmholtzschen Laboratorium in Berlin galt er als der geistreichste und begabteste bei Schülern und Lehrern und war doch am Ende seines Lebens, als seine Veröffentlichungen seit Jahren selten geworden waren, der jüngeren Generation der Physiker weniger bekannt als viele, die an natürlicher Begabung weit unter ihm standen.

Theodor Des Coudres wurde als Sohn des Oberbergrats Des Coudres am 13. März 1862 in Veckerhagen an der Weser geboren. Seine Familie stammte aus Brabant, mußte in der Zeit der Konfessionskriege ihres Glaubens wegen die Heimat verlassen und zog zuerst in die Schweiz und dann nach Deutsch-

1) O. Wiener, Nachruf auf Theodor Des Coudres, Ber. der Sächs. Akad. d. Wiss., Leipzig, Bd. 78, 1926.

land. Seit dem Beginn des 18. Jahrhunderts hat sie sich in Kassel angesiedelt. Theodor Des Coudres besuchte in Kassel das Lyceum Friedericianum, das er 1881 mit dem Zeugnis der Reife verließ. Er studierte zunächst in Genf, dann in Leipzig, München und Berlin Naturwissenschaften und Medizin. Ohne die Absicht zu haben, in das Lehrfach überzugehen, legte er in Berlin die Prüfung für das höhere Lehrfach ab, promovierte unter Helmholtz' Leitung 1887 und ging 1889 nach Leipzig als Assistent von Wiedemann. 1891 habilitierte er sich dort, ging jedoch 1895 nach Göttingen, um sich dort zu habilitieren. 1897 wurde er a.o. Professor für angewandte Elektrizitätslehre, kam 1901 auf eine neu errichtete theoretische Professur nach Würzburg und wurde 1903 als Nachfolger Boltzmanns nach Leipzig berufen. Im Dachgeschoß des Leipziger physikalischen Instituts richtete er sich eine kleine, behagliche Dienstwohnung ein, in welcher er 23 Jahre lang lebte und wirkte.



Th. Des Coudres.

Die erste wissenschaftliche Arbeit begann er in Berlin im Laboratorium von Helmholtz, dem auch jetzt noch wenig veränderten Physikalischen Institut. Ich war mit ihm zusammen im physikalischen Praktikum. Anfängerübungen in der heut üblichen Art gab es dort nicht, die Übungen waren vielmehr solche von der Art der heutigen Übungen für Fortgeschrittene, in denen leichtere und schwierigere Aufgaben durcheinander bearbeitet wurden. Schwierigere Aufgaben dauerten manchmal viele Tage, und aus solchen entwickelten sich meist die Doktorarbeiten, die nicht, wie heute, bestimmte Probleme des Institutsleiters bearbeiteten. Immerhin war Des Coudres, der mir weit voraus war, von Helmholtz die Konstruktion einer elektrischen Wage mit koaxialen Zylindern aufgetragen worden. Der Nachteil der damaligen Ausbildung war, daß die meisten zu früh zur Doktorarbeit gelangten und noch nicht die nötige Erfahrung für selbständiges wissenschaftliches Arbeiten besaßen. So gelang es auch Des Coudres nicht, seine Aufgabe, bei der es auf die Wahl der richtigen Abmessungen ankam, zu Ende zu führen. Aber seine sich lange hinziehenden Experimente wurden Gegenstand des größten Interesses für das ganze Institut. Er stellte nämlich die hohen Spannungen, die an der Wage gemessen

werden sollten, durch eine Funkenstrecke von bestimmter Länge her. Ließ er nun die Funken überspringen, so konnte man aus allen Erdleitungen und sogar aus der Wasserleitung Funken ziehen, was allen damals unerklärlich war. Es kann jetzt keinem Zweifel mehr unterliegen, daß es sich um Hertzsche Schwingungen handelte, die damals noch nicht beobachtet waren. Der einzige jedoch, der die Beobachtungen richtig zu deuten vermocht hätte, Helmholtz, zeigte keine Neigung sich darauf einzulassen, verlangte vielmehr, daß das ursprüngliche Ziel, nämlich die Konstruktion der Wage, festgehalten werde.

Die Dissertation, auf Grund deren Des Coudres promovierte, behandelte die Reflexion des polarisierten Lichtes am Quecksilber, wo die bei festem Metall schwer zu beseitigenden Oberflächenschichten in Fortfall kommen. Auch später hatte er eine Vorliebe für Untersuchungen am Quecksilber, das sich besonders rein darstellen läßt und bei dem infolge des flüssigen Zustandes die Strukturunregelmäßigkeiten der festen Metalle nicht vorhanden sind. So stellte er fest, daß Quecksilber unter höherem Druck gegen solches unter niedrigerem Druck thermoelektrisch wirksam ist, untersuchte die thermoelektrischen Eigenschaften allgemein und wies eine interessante scheinbare Widerstandsänderung des Quecksilbers im Magnetfelde nach, die auf Strömungen beruht, die infolge der elektromagnetischen Kräfte in der Flüssigkeit auftreten. Schließlich suchte er mit den von ihm in Leipzig ausgebildeten Methoden zur Beobachtung bei sehr hohen Drucken die kritische Temperatur des Quecksilbers zu bestimmen, die er aber nicht erreichen konnte.

Auch die Untersuchung über die elektromotorischen Kräfte zwischen verschieden gekrümmten Quecksilberoberflächen zeigt die Vorzüge, die in der Anwendung dieses Metalls liegen.

Am eingehendsten beschäftigte sich Des Coudres mit den Grundfragen der neuen Physik, zunächst mit der Frage der Bewegung des Lichtäthers. Als Michelson seinen bekannten Interferenzversuch ausgeführt hatte, ging er selbst daran, die Induktionswirkung von Spulen anstatt des Lichtes zu benutzen. Wenn der negative Ausfall seines Versuchs auch bald nachher durch H. A. Lorentz aufgeklärt wurde, so hat er doch einen nicht unwichtigen Beitrag zur Frage der Bewegung des Lichtäthers geliefert.

Wie sehr ihn die Frage der Ätherbewegung interessierte und wie richtig er alles beurteilte, was damit zusammenhing, geht aus einem Brief hervor, den er mir vor einem Jahr schrieb. Ich hatte aus Amerika nähere Mitteilungen über die bekannten Millerschen Versuche auf dem Mt. Wilson erhalten, welche sich sehr günstig über die Zuverlässigkeit der Millerschen Beobachtungen aussprachen. Ich hatte ihm diese Briefe zugeschickt und er antwortete mir folgendes:

Leipzig, 7. 10. 25.

Sei herzlich bedankt für Deinen aufregenden, getreuen Brief von vor bald einem Monat. Zunächst war ich ganz Feuer und Flamme. Das Urteil J. A. Andersons, des ersten Physikers an der Mt. Wilson-Sonnenwarte, erschien mir durchaus angemessen. Je näher man jedoch der Sache tritt, um so bedenklicher wird man. Daß in der Proceedings-Veröffentlichung vom Juni die auf dem Euclidhügel von einigen 90 m Höhe erhaltenen Ergebnisse gar keine Erklärung finden und die Mt. Wilson-Versuche von 1922 (Phys. Rev. 19, 407) eine wenig überzeugende, mag nicht so stark ins Gewicht fallen. Aber die von Miller behaupteten Resultate sind so wenig verständlich, daß man zunächst wissen möchte, wie der einzig voll Sachkundige, das ist Michelson, über die Versuche denkt. Michelson hat in den Sommern 1922, 1923 und 1924 auf dem Mt. Wilson geweilt. Gegenüber seiner klassischen Arbeit mit Morley

1887 (Phil. Mag. V, 24) ist die Veröffentlichung Morleys mit Miller 1905 (ib. VI, 9) schon recht mangelhaft. Man sieht nur über die fehlenden Belegzahlen und Daten hinweg, weil das Resultat negativ, also das erwartete und mit Michelson stimmende war. Morley ist übrigens Chemiker und 1838 geboren. Auch gegen den Mt. Wilson kamen mir für Ätherdriftversuche Einwände, als ich aus Abbildungen in den Smithsonian Institution Annals ersah, daß in unmittelbarer Nähe der recht primitiven Baulichkeiten hohe Bäume stehen. Da muß sich doch selbst Felsboden bei Wind durchbiegen, was die Sonnenbeobachtungen ja auch nicht weiter beeinträchtigt. Spielt die Erhebung über den Meeresspiegel eine Rolle, so hat die Harvard-Sternwarte zu Arequipa, einer Stadt von 40000 Einwohnern, 2300 m Höhe. Von dort ist mit der Eisenbahn nach Puno in wenigen Stunden die Harvard-Beobachtungsstation Huinconcaya zu erreichen. Dieser Ort liegt auf vegetationsloser, flacher Paßhöhe 4400 m über dem Stillen Ozean. Käme es nur auf die freie Lage an, so würde sich als Kontrollort für die Millerschen Angaben der Brocken empfehlen; wäre Steilheit des Gipfels von Einfluß, die Zugspitze nach Vollendung der Seilbahn. Natürlich müßte auch der Apparat nach Kräften variiert werden, wie es nach Deinem Brief schon von Dr. Kennedy geschehen zu sein scheint. Neben störenden Täuschungen durch erdmagnetische Beeinflussung des Apparates wäre an Störungen durch das vertikale elektrische Potentialgefälle zu denken.

All diese Phantasien spannen wir aus, als wir noch die Pfeile der Millerschen Figuren 1 und 2 auf ein mit dem Fixsternhimmel festverbundenes Koordinatensystem bezogen. Dr. Weber, Assistent an der hiesigen Sternwarte, überzeugte uns aber durch Vergleich der Figuren 2 und 5, daß die Pfeilrichtungen als Winkel mit dem Meridian, also als Azimute zu verstehen sind. Einen Durchschlag seiner an die Naturwissenschaften gesandten Mitteilung lege ich bei. Fig. 1 zeigt dann augenscheinlich das Gegenteil von dem, was sie nach Miller zeigen soll. Die Verschiebungen der Streifen deuten vielmehr auf Längenänderungen der Arme bei der Drehung um 90° durch Einflüsse hin, die nicht vom Weltraume, sondern vom Berge oder vom Gebäude ausgehen ...

So klar und richtig urteilt Des Coudres, obwohl er selbst früher an die Möglichkeit, die Bewegung des Äthers nachzuweisen, geglaubt hatte.

Höchst originell war eine kleine theoretische Untersuchung in der Lorentz-Festschrift, in welcher er nachweist, daß mit der Maxwellschen elektromagnetischen Theorie das Vorhandensein einer Überlichtgeschwindigkeit wohl verträglich ist. Von großer Wichtigkeit auch für die heutige Physik sind die Beobachtungen von Des Coudres, durch welche nachgewiesen wurde, daß das Zustandekommen der magnetischen Drehung der Polarisationsebene des Lichts und der elektrischen Doppelbrechung in äußerst kurzer Zeit erfolgt.

Wohl die wichtigste und bedeutungsvollste Arbeit von Des Coudres ist die Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Kathodenstrahlen.

Die Erfahrungen, die er mit den Hertzschen Schwingungen bei der Drehung der Polarisationsebene und der elektrischen Doppelbrechung gemacht hatte, konnte er für die neue Beobachtung anwenden. Bei dem Plan der Untersuchung ging er von der Fizeauschen Anordnung für die Messung der Lichtgeschwindigkeit aus und stellte zunächst durch Einwirkung einer Hertzschen Schwingung auf die Kathodenstrahlen ein hin und her pendelndes Bündel von Kathodenstrahlen her, aus dem dann durch eine Blende ein intermittierendes Strahlenbündel herausgenommen wurde. In einer bestimmten Entfernung wirkte dann dieselbe Schwingung

mit gleicher Phase ein. Wenn nun die Kathodenstrahlen zur Zurücklegung der Wegstrecke eine bestimmte Zeit brauchen, so mußte, wenn die Schwingungen schnell genug erfolgten, sich während dieser Zeit die Phase und damit auch die Art der Einwirkung geändert haben.

Durch eine eigentümliche Verkettung von Zufälligkeiten hat Des Coudres die Messung nur so weit geführt, daß er eine untere Grenze für die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen angeben konnte. Als er nämlich diese schon sehr hochliegende Grenze erreicht hatte, war er der Meinung, daß die weitere Fortführung der Messung nur noch lohnen könne, wenn es möglich wäre, die Lichtgeschwindigkeit zu erreichen. Das war aber mit seiner Apparatur zunächst noch nicht möglich. Bekanntlich sind die Messungen dann von Wiechert wirklich ausgeführt, der von der Elektronentheorie der Kathodenstrahlen ausgegangen war, welche eine kleinere Geschwindigkeit als die Lichtgeschwindigkeit voraussehen ließ.

Die Tätigkeit von Des Coudres in Göttingen hat es dann mit sich gebracht, daß er eine ganze Reihe von Veröffentlichungen auf elektrotechnischem Gebiet gemacht hat, für das er immer eine besondere Neigung hatte. In Göttingen regte er die Gründung der Physikalischen Zeitschrift an, die dann durch die Herren Riecke und Simon erfolgte.

In seiner Würzburger Zeit gelang ihm die wichtige Bestimmung der spezifischen Ladung und der Geschwindigkeit der α-Strahlen, die jetzt schon zu den physikalischen Selbstverständlichkeiten gehören.

Als er nach Leipzig ging, richtete er das Institut für theoretische Physik mit großer Liebe ein, war doch ein solches kleines, aber gut ausgestattetes Institut immer sein Ideal gewesen. Das von ihm in Leipzig bearbeitete Sondergebiet waren die Beobachtungen bei hohen Drucken. Viele Erfahrungen mußten gesammelt werden, um die enorm hohen Drucke, bei denen gearbeitet werden sollte, gefahrlos herzustellen. Merkwürdig gering wurde in Leipzig die Zahl seiner Veröffentlichungen. Nur drei sind in seiner Liste enthalten. Zwei über hohe Drucke. In der einen berichtet er über das Verhalten des Quecksilbers bei 1250° und 1200 Atm., wo es noch erheblich unter der kritischen Temperatur liegt. Diese Versuche wurden später bis 2020 Atm. und 1430° fortgeführt, ohne daß die kritische Temperatur erreicht worden wäre.

Die zweite Arbeit beschäftigt sich mit dem Verhalten zweier Flüssigkeiten oberhalb der kritischen Temperatur. Nach diesen Beobachtungen verhalten sie sich nicht wie Gase, die sich zu einem homogenen Gemisch zusammensetzen, sondern es erscheinen inhomogene Gemische mit Trennungsflächen.

Wenn in der Leipziger Zeit die Zahl der veröffentlichten Arbeiten immer kleiner wurde, so erklärt sich das aus den schon erwähnten Hemmungen, welche sich schriftlicher Ausarbeitung und noch mehr druckreifer Fertigstellung seiner Arbeiten entgegenstellten.

Es ist jedoch nicht richtig, die Leistung einer wissenschaftlichen Persönlichkeit nach der Zahl seiner Veröffentlichungen abzuschätzen. Einige von Des Coudres wissenschaftlichen Leistungen sind ersten Ranges und sichern ihm bleibendes Andenken in der wissenschaftlichen Welt; das, was er an Anregungen hinausgegeben hat, ist zwar nicht mehr mit seinem Namen verbunden, aber der Einfluß auf die wissenschaftliche Entwicklung wird davon nicht berührt. „Die Tat ist alles, nichts der Ruhm."

Für mich persönlich sind die wenigen Jahre seiner Würzburger Zeit die schönsten Erinnerungen. Damals begann die neue Physik sich langsam emporzuheben, die ersten Blicke in die Welt der Atome und den elektrischen Aufbau der Materie waren getan. Mit leidenschaftlicher Teilnahme verfolgte Des Coudres alles Neue und er baute die kühnsten wissenschaftlichen Pläne auf.

Neben seinen tiefgehenden Interessen für die physikalischen Fragen hatte Des Cou-

dres großes Interesse und tiefes Verständnis für Kunst. Seine romanische Abstammung zeigte sich darin, daß ihn die natürliche Landschaft wenig interessierte, wenn ihr nicht vom Menschen ein künstlerischer Stempel aufgedrückt war. Die von Menschenhand unberührte, wilde Schönheit des Hochgebirges, oder die Nordseedünen, wo das Meer keine Menschenwerke duldet, vermochten ihm nichts zu bieten. So groß seine Freude am Reisen war, die nordischen Länder mit ihrer großartigen Natur lockten ihn nicht. Die südlichen Landstriche, in erster Linie Italien, war das Ziel seiner Fahrten, weil er dort mehr als anderswo die großen Werke der Kunst genießen konnte. Von allen Orten war ihm Venedig der liebste, weil die ganze Stadt ein Kunstwerk ist. Als der Campanile eingestürzt war, reiste er für einen sechsstündigen Aufenthalt hin, um das veränderte Städtebild zu sehen und einen Stein aus dem Trümmerhaufen als Andenken mitzunehmen. Was ihm Venedig unter den Kunststätten war, das war ihm im Reiche der Musik die Walküre. Er versäumte keine Aufführung und scheute keine Reisen, um sie zu hören. Bis er sie dreihundert Male gehört hatte zählte er, dann hörte er zu zählen auf.

Keinen größeren Genuß konnte man sich denken, als mit ihm zu reisen, besonders in fremde Kulturgebiete, die er selbst noch nicht kannte. Eine Reise durch Spanien mit ihm zusammen bildet für mich eine unvergleichliche Lebenserinnerung. Als wir zum ersten Male die große Gemäldegalerie des Prado in Madrid betraten, sagte der sonst immer zu sprühender Unterhaltung Geneigte: „Jetzt darf lange Zeit kein Wort gesprochen werden".

Später machte er große Reisen nach Ägypten, durch Indien, Südamerika, über die er dann in seiner lebhaften Weise berichtete. Als er am Ende des Krieges einen Schlaganfall erlitt und sich erst langsam wieder erholte, war die Neigung zum Reisen, die ihn früher so stark erfüllte, völlig ausgelöscht. Er verließ Leipzig nur ganz selten und erzählte, daß kleine Reisen, die er versucht, ihm keine Freude gemacht hätten. Um so freudiger war ich überrascht, als er mir Ende August seinen Besuch in Mittenwald ankündigte. Die Zeit war auf wenige Stunden festgesetzt, merkwürdigerweise stimmte die Zeit der Ankunft mit keinem der von München kommenden Züge. Zur angegebenen Zeit erschien er pünktlich, aber mit dem Innsbrucker Zuge, er war von München nach Innsbruck geflogen. Begeistert schilderte er den Genuß, den er von dem Fluge über die Alpen gehabt hatte. Er war wieder ganz der Alte und freute sich auf die weitere Reise, die ihn nach Venedig führen sollte.

Die nächste Nachricht war die, die seinen Tod meldete. Er war über Venedig hinaus nach Griechenland gefahren, hatte dort die antiken Stätten besucht und war über den Balkan zurückgekehrt. Zu einer Erkältung, die er sich zugezogen, kam ein neuer Schlaganfall, der ihm ein schnelles und schmerzloses Ende bereitete. Sein Wunsch, noch einmal die schöne Welt in ihrem ganzen Reichtum zu sehen, war in Erfüllung gegangen.

Bevor wir von Theodor Des Coudres scheiden, müssen wir noch des Menschen gedenken, der wie kaum ein anderer die Güte selbst war. Er konnte weder einem Menschen noch einem Tier Schmerz bereiten und war unfähig, einem Menschen etwas Unangenehmes zu sagen. Hilfsbereit war er immer bis zur Selbstaufopferung, und sein Verhältnis zu seiner Mutter war rührend. Regelmäßig alle 14 Tage besuchte er die alte Dame, die in Kassel geblieben war, von Würzburg oder Leipzig aus, und der Bahnhof in Bebra war ihm gewohnter Aufenthaltsort geworden. Den Tod seiner Mutter hat er nur schwer verwinden können.

Beim Ausbruch des Krieges zog er sofort als freiwilliger Krankenpfleger ins Feld, machte den Vormarsch unserer Heere mit und erlebte draußen den niederschmetternden Eindruck des Rückzuges von der Marne. Als der Stellungskrieg begann, kehrte er in

die Heimat zurück, stellte sich aber dem Heer für Schallmeßversuche zur Verfügung.

Nun ist er selbst von uns gegangen, und die Lücke, die sein Tod gerissen hat, kann sich nicht wieder schließen. Männer seiner Art, sein gütiges, anregendes, geistsprühendes Wesen kehren zu selten wieder.

Er selbst hat ein Leben geführt von einem inneren Reichtum, wie es nur wenigen beschieden ist, und dieses Leben mit dem, was es aufnahm, und dem, was es anderen bot, wird für seine Freunde eine unvergängliche, wunderbare Erinnerung sein.

(Eingegangen 18. Dezember 1926.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Zerstreuung von Röntgenstrahlen an amorphen Körpern.

Von P. Debye[1].

1. Die Beobachtungen von v. Laue und Bragg geben uns Aufschluß über zwei grundlegende Tatsachen:

1. Sie zeigen, daß die durch ein Atom zerstreuten Röntgenstrahlen wenigstens teilweise in Phasenbeziehung stehen müssen zu den primären Strahlen[2]);

2. daß die Intensität der Zerstreuung, welche die Atome verursachen, abhängt von den innern Eigenschaften derselben.

Es ist keine Frage, daß die Atome nicht nur in Kristallen, sondern auch in den Molekülen von Substanzen im flüssigen und gasförmigen Zustande wohldefinierte Plätze einnehmen. Allerdings sind im allgemeinen die Abstände der Atome nicht vollständig konstant, weil gewisse Formen von innern Schwingungen vorkommen. Bei komplizierteren Molekülen geben uns die Werte der spezifischen Wärme bei konstantem Volumen über diese Wärmebewegung Aufschluß. Es scheint aber jedenfalls zulässig anzunehmen, die innere Schwingung habe nur einen Einfluß zweiter Ordnung, wie dies im Falle der Temperaturempfindlichkeit der Kristallreflexion gefunden wurde.

Überdies ist kein Grund dafür vorhanden, daß die Atome in einem Molekül in anderer Weise wirken sollten, als in einem Kristall. Dies tritt klar hervor, wenn der Kristall als ein großes Molekül betrachtet wird (wobei das Gitterbild die chemische Strukturformel darstellt) und wir annehmen, daß die interatomaren Kräfte im Kristall von derselben Art sind, wie diejenigen, die das Molekül aufbauen helfen.

Deshalb sollte es möglich sein, die Interferenzerscheinung, welche der geometrischen Anordnung der Atome im Molekül entspricht, aufzufinden.

v. Laue hat in seiner Theorie angenommen, daß jedes Atom sich äußert als ein Resonator, welcher die Primärstrahlung mit gleicher Wellenlänge nach allen Richtungen zerstreut und zwar mit einer Amplitude und Phase, welche im allgemeinen abhängt von der Konstitution des Atoms; er versuchte aber nicht, einen Zusammenhang zu finden zwischen den atomaren Eigenschaften und dem rein als phänomenologische Größe eingeführten Zerstreuungskoeffizienten. In späteren Arbeiten haben C. G. Darwin, P. Debye und A. H. Compton den Versuch gemacht, über die Eigenschaften dieses Koeffizienten eine Theorie zu geben, indem sie mit J. J. Thomson angenommen haben, daß jedes Elektron im Atom Sitz einer fundamentalen Zerstreuung und die gesamte atomare Zerstreuung das Resultat der Summation über alle im Atom enthaltenen Elektronen sei. Auf dieser Theorie basiert auch die Diskussion der experimentellen Arbeiten von Debye und Scherrer über die Zerstreuung an Diamant und der späteren schönen und ausführlichen Arbeiten von W. L. Bragg und seiner Schule.

Es ist keine leichte Aufgabe, aus den Beobachtungen der Intensität des reflektierten Strahles, das einzige, was tatsächlich gemessen wird, den atomaren Zerstreuungskoeffizienten

1) Die Arbeit erschien vor nahezu 2 Jahren im Journ. of mathem. and physics, Massachusetts Inst. of Technology 4, 133, 1925. Neuere Arbeiten, insbesondere eine von Prins in einem der letzten Hefte von Physica zeigen mir, daß meine Notiz nicht bekannt geworden ist. Mein Assistent Herr Dr. Sänger hatte deshalb die Freundlichkeit, die vorliegende Übersetzung anzufertigen.

2) Nach Experimenten von G. E. M. Jauncey und C. H. Eckart, Nature **112**, 325, 1923; H. Kulenkampff, Zeitschr. f. Physik **19**, 17, 1923 und S. H. Woo, Proc. Nat. Acad. 10, 145, 1924, scheint es als sicher, daß die durch Compton entdeckten zerstreuten Strahlen mit verschobenen Wellenlängen nicht imstande sind, diejenige Art von Interferenzerscheinung zu geben, welche notwendig wäre für die Kristall-Röntgenstrahlreflexion.

abzuleiten. Dies kann nur gemacht werden durch Zuhilfenahme einer komplizierten Summation der von den einzelnen Atomen emittierten Elementar-Wellen. Diese Summation ist nicht in allen Fällen eindeutig, erst kürzlich ist P. Ewald[1]), durch Berücksichtigung der Streuungen höherer Ordnung zu einem Endresultat gelangt, das von dem gewöhnlich angegebenen abweicht.

Auf den ersten Blick scheint es, daß diese Schwierigkeit umgangen werden könnte, indem die Experimente nicht mit Substanzen im kristallinen Zustand ausgeführt werden. Wenn z. B. die Zerstreuung an einer Flüssigkeit gemessen wird, könnte man denken, daß die Eigenschaften der Zerstreuungsfunktion (d. h. die Zerstreuungsintensität gedacht als eine Funktion des Winkels zwischen dem sekundären und primären Röntgenstrahl) nur von den Dimensionen und der Form des molekularen Atomgerüstes abhängt. Von diesem Gesichtspunkte aus haben 1916 P. Debye und P. Scherrer die Zerstreuung an Benzol erörtert[2]).

Mittlerweile zeigte es sich, daß eine sehr große Anzahl verschiedener Flüssigkeiten Zerstreuungen ergeben, die nur geringe Abweichungen voneinander aufweisen. Deshalb habe ich 1920 in einem auf der Naturforscher-Versammlung in Nauheim gehaltenen Vortrag die Auffassung vertreten, daß das Hauptmaximum der Zerstreuungsfunktion (d. h. der erste, den primären Strahl umgebende Interferenzring) einer Interferenz der von den verschiedenen Molekülen der Flüssigkeit zerstreuten Wellen zugeschrieben werden muß. Die Experimente von H. Keesom[3]) — hauptsächlich die Tatsache, daß es ihm gelang, den Ring mit einem einatomigen Gas im flüssigen Zustande zu photographieren — haben diese Auffassung endgültig bestätigt. Auch Keesom kam völlig unabhängig zu der gleichen Ansicht.

Die Theorie dieser Erscheinung scheint ebenso schwierig zu sein, als die Theorie der Korrektur für die räumliche Größe der Moleküle in der Zustandsgleichung. Immerhin glaube ich, daß es von einigem Interesse ist, die erste Näherung zu bilden, welche verhältnismäßig leicht erhalten werden kann, im Grenzfall, wo das Totalvolumen der Moleküle klein ist, im Vergleich zu dem vom Gas eingenommenen Volumen. Wenn die Moleküle mit harten Kugeln vergleichbar sind, die sich nur insofern gegenseitig beeinflussen, daß sie einander verhindern, in die von den Kugeln begrenzten Gebiete einzudringen, so wird im folgenden gezeigt, daß diese Annahme allein schon genügt, eine Zerstreuungsfunktion mit einem Maximum zu bewirken. Dieses Maximum tritt bei einem Winkel auf, welcher durch den Quotienten aus der Wellenlänge und dem Durchmesser, der das Molekül ersetzenden Kugel bestimmt ist.

Auf diese Weise scheint es erwiesen, sowohl experimentell als theoretisch, daß es bei Flüssigkeiten nur dann möglich sein wird, die Zerstreuungsfunktion zu erhalten, die charakteristisch ist für das Molekül und sein Atomgerüst, wenn es gelingt, aus den experimentellen Resultaten den Einfluß der unerwünschten intermolekularen Interferenzen zu eliminieren. Im weitern scheint es unwahrscheinlich, daß man mit Hilfe theoretischer Berechnungen eine zuverlässige Formel erhalten kann, die auf dichte Flüssigkeiten anwendbar wäre. Die Ausführung von Zerstreuungsexperimenten an Gasen bei verschiedener Dichte ist deshalb wohl der einzig mögliche Weg, um die Interferenzen zu finden, welche der Wechselwirkung der das Molekül aufbauenden Atome entsprechen. An Hand solcher Experimente sollte es möglich sein, eventuell mit Hilfe der nun folgenden theoretischen Betrachtungen die Wirkung der molekularen gegenseitigen Beeinflussung zu eliminieren und so zu einer direkten Messung der atomaren Entfernungen im Molekül zu gelangen.

2. Nehmen wir an, ein primärer Röntgenstrahl bewege sich in einer solchen Richtung, daß die Kosinusse der Winkel mit den drei Achsen eines rechtwinkligen Koordinatensystems α_0, β_0, γ_0 sind: wir charakterisieren diese Richtung durch einen Einheitsvektor $\mathfrak{S}_0$ mit den Komponenten α_0, β_0, γ_0. Lassen wir den Strahl im Punkte x, y, z ein Teilchen treffen und nehmen wir an, daß dieses Teilchen nach allen

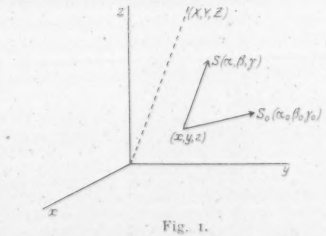


Fig. 1.

Richtungen eine Streustrahlung veranlaßt mit einer in üblicher Weise durch einen Laueschen Zerstreuungsfaktor $\mathfrak{P}$ definierten Amplitude und Phase. Wenn die Amplitude des primären Strahls gleich 1 ist, so ist die elektrische Feldstärke

1) P. Ewald, Physik. Zeitschr. **25**, 29, 1924.
2) Gött. Nachr. **16**, 1916.
3) W. H. Keesom und J. de Smedt, Journ. de Phys., Ser. VI, **4**, 144, 1923.

in irgendeinem Punkte x, y, z und zu irgendeiner Zeit t gleich

$$e^{i\omega t} e^{-ik(\alpha_0 x + \beta_0 y + \gamma_0 z)},$$

wenn ω die Frequenz bedeutet und

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

bestimmt ist durch die Frequenz ω und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c oder die Wellenlänge λ. Das Teilchen im Punkte x, y, z wird daher eine sekundäre Welle aussenden mit einer durch den Faktor

$$\psi e^{-ik(\alpha_0 x + \beta_0 y + \gamma_0 z)}$$

gegebenen Amplitude und Phase. In einem relativ großen Abstande l vom Teilchen wird die elektrische Feldstärke der zerstreuten Welle gleich sein

$$\psi e^{-ik(\alpha_0 x + \beta_0 y + \gamma_0 z)} \cdot \frac{e^{-ikl}}{l}.$$

Ist R der Abstand des Aufpunktes (X, Y, Z) vom Nullpunkt und α, β, γ die Kosinusse der Winkel des Radiusvektors R mit den Achsen und setzen wir voraus, daß der Aufpunkt soweit vom zerstreuenden Mittel entfernt ist, daß wir die Näherung

$$l = R - (\alpha x + \beta y + \gamma z)$$

benutzen dürfen, so läßt sich die Amplitude und Phase der zerstreuten Welle darstellen durch den Ausdruck

$$\psi \cdot \frac{e^{-ikR}}{R} \cdot e^{ik[(\alpha - \alpha_0)x + (\beta - \beta_0)y + (\gamma - \gamma_0)z]}.$$

Führen wir einen Einheitsvektor $\mathfrak{S}$ mit den Komponenten α, β, γ und den die Lage des Teilchens bezeichnenden Vektor $\mathfrak{r}$ mit den Komponenten x, y, z ein, so kann der Ausdruck auf die Form

$$\psi \cdot \frac{e^{-ikR}}{R} \cdot e^{ik(\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0, \mathfrak{r})}$$

gebracht werden, wenn $(\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0, \mathfrak{r})$ das skalare Produkt der beiden Vektoren $\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0$ und $\mathfrak{r}$ bedeutet.

Nehmen wir nun an, daß das zerstreuende Mittel aus einer großen Zahl von Teilchen $1 \ldots n \ldots N$ bestehe, wobei die verschiedenen Lagen der Teilchen in einem bestimmten Moment durch die Vektoren $\mathfrak{r}_1 \ldots \mathfrak{r}_n \ldots \mathfrak{r}_N$ gegeben seien. In diesem Moment wird dann die Amplitude der zerstreuten Strahlen im Aufpunkte gleich sein

$$\psi \cdot \frac{e^{-ikR}}{R} \sum_n e^{ik(\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0, \mathfrak{r}_n)}. \qquad (1)$$

Wenn aber die Teilchen des Mittels eine Wärmebewegung zeigen, wie z. B. die Moleküle eines Gases oder einer Flüssigkeit, so kann die dieser Amplitude entsprechende Intensität gar nicht beobachtet werden. Das einzige, was gemessen werden kann, ist der Mittelwert dieser Intensität innerhalb einer Beobachtungszeit, die groß ist im Vergleich zu der für den gegenseitigen Austausch der Lagen der Teilchen benötigten Zeit.

Aus (1) kann die Intensität I im betrachteten Augenblick durch Multiplikation des Ausdruckes mit seinem konjugierten Wert gefunden werden zu

$$I = \frac{\psi^2}{R^2} \sum_m \sum_n e^{ik(\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0, \mathfrak{r}_n - \mathfrak{r}_m)}, \qquad (2)$$

wenn wir ψ als eine reelle Größe behandeln. Die zu messende Intensität I_m ist gleich dem Mittelwert dieses Ausdruckes, eine Operation, welche durch den Buchstaben M angedeutet werden soll, so daß

$$I_m = \frac{\psi^2}{R^2} \sum_m \sum_n M[e^{ik(\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0, \mathfrak{r}_n - \mathfrak{r}_m)}]. \qquad (3)$$

3. Ist im zerstreuenden Gas die Zahl der Teilchen gleich N, so enthält die Summe N^2 Glieder. Jedes der N Glieder dieser Summe, in welchem $n = m$ ist, hat den Wert 1; die $N(N-1)$ übrigen Glieder sind von der relativen Lage zweier Teilchen n und m abhängig. Wir haben nun den Mittelwert

$$M[e^{ik(\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0, \mathfrak{r}_n - \mathfrak{r}_m)}] = M_{mn}$$

zu berechnen, indem wir den Teilchen alle möglichen Lagen im Gase geben. Wir machen nun die Voraussetzung, daß das Gas nicht sehr dicht ist, so daß, wenn wir zwei Teilchen m und n betrachten, die andern Teilchen nicht berücksichtigt zu werden brauchen. Außerdem ist es nicht nötig, einen Unterschied zu machen zwischen dem wirklichen Volumen des Gases und dem freien Volumen, in welchem sich die Moleküle bewegen können. Nennen wir das vom Gas eingenommene Volumen V und ein Element dieses Volumens dV, so wird die Wahrscheinlichkeit, daß das Zentrum des Teilchens n in dV_n und das Zentrum des Teilchens m in dV_m ist, gleich sein

$$\frac{dV_n}{V} \frac{dV_m}{V}.$$

Multiplizieren wir den Ausdruck $e^{ik(\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0, \mathfrak{r}_n - \mathfrak{r}_m)}$ mit $\frac{dV_n}{V} \frac{dV_m}{V}$ und integrieren über alle möglichen Lagen, so erhalten wir den gewünschten Mittelwert M_{mn}.

Halten wir das Molekül n fest und erlauben wir dem Molekül m jeden Punkt zu erreichen, der nicht gegen unsere fundamentale

Annahme verstößt, daß jedes Molekül sich wie eine harte Kugel vom Radius a beträgt, so muß die Integration nach dV_m über das ganze Volumen mit Ausnahme einer das Molekül n umgebenden Kugel vom Radius $2a$, erstreckt werden. Ist diese Integration ausgeführt, so haben wir dV_n an alle in V enthaltenen Stellen zu rücken. Anstatt die Integration auf diese Weise durchzuführen, können wir zunächst auch so integrieren, daß wir alle Volumelemente dV_n und dV_m von V in Betracht ziehen ohne jede Ausnahme hinsichtlich des Molekularvolumens. Dann muß davon das Resultat subtrahiert werden, das von der Integration nach dV_m herrührt, wobei jetzt dV_m nur im Innern einer Kugel vom Radius $2a$ bewegt wird, gefolgt von einer Integration nach dV_n über alle in V enthaltenen Elemente. Dies ist die Methode, die wir einschlagen werden.

Das Resultat wird deshalb die Form annehmen

$$J_{mn} = K'_{mn} - K''_{mn} \tag{4}$$

mit

$$K'_{mn} = \int_{\text{Vol}} \int_{\text{Vol}} \frac{dV_n}{V} \frac{dV_m}{V} e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0, \mathfrak{r}_n - \mathfrak{r}_m)} \tag{5}$$

und

$$K''_{mn} = \int_{\text{Vol}} \int_{\text{Kugel}} \frac{dV_n}{V} \frac{dV_m}{V} e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0, \mathfrak{r}_n - \mathfrak{r}_m)}. \tag{5'}$$

Die unten am Integral angefügten Bezeichnungen Vol und Kugel beziehen sich auf das Gebiet, über welches die Integration ausgeführt werden soll.

4. Setzen wir $|\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0| = s$ und $|\mathfrak{r}_n - \mathfrak{r}_m| = r$ und bezeichnen wir den Winkel zwischen den Vektoren $\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0$ und $\mathfrak{r}_n - \mathfrak{r}_m$ mit ϑ, so geht das innere Integral in (5′) über in

$$\frac{2\pi}{V} \int_{r=0}^{r=2a} r^2 dr \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} e^{iksr\cos\vartheta} \sin\vartheta \, d\vartheta.$$

Als Resultat erhalten wir

$$\frac{4\pi}{V} (2a)^3 \frac{\sin 2ksa - 2ksa\cos 2ksa}{(2ksa)^3},$$

was wir in der Form schreiben

$$\frac{1}{V} \frac{4\pi}{3} (2a)^3 \cdot \Phi(2ksa),$$

indem wir eine Funktion

$$\Phi(u) = \frac{3}{u^3} (\sin u - u\cos u) \tag{6}$$

einführen, welche für $u = 0$ den Wert 1 annimmt.

Die Berechnung des äußeren Integrals von (5′) bedeutet bloß die Multiplikation mit dem Faktor 1. So gelangen wir zu

$$K''_{mn} = \frac{1}{V} \frac{4\pi}{3} (2a)^3 \Phi(2ksa). \tag{7}$$

Vom rein mathematischen Standpunkt aus wäre die Berechnung von K'_{mn} sehr schwierig, weil der Ausdruck von der geometrischen Form des Volumens V abhängig ist. Vom physikalischen Standpunkt aus ist es aber klar, daß die geometrische Form praktisch überhaupt von keiner Bedeutung sein kann. Um die Größenordnung des Wertes von K'_{mn} zu finden, berechnen wir das Integral für ein Volumen von bestimmter Form, z. B. für einen Würfel mit der Kante d.

x_m, y_m, z_m bzw. x_n, y_n, z_n sollen die Koordinaten von $\mathfrak{r}_m$ bzw. $\mathfrak{r}_n$ bedeuten und wie bereits früher festgelegt wurde α, β, γ bzw. α_0, β_0, γ_0 die Koordinaten von $\mathfrak{S}$ bzw. $\mathfrak{S}_0$. Wenn die Ecke des Würfels mit dem Nullpunkt des Koordinatensystems übereinstimmt und die Seitenflächen parallel zu den Achsen sind, dann ergibt sich (5) in der Form

$$K'_{mn} = \frac{1}{d^6} \int_0^d e^{ik[(\alpha-\alpha_0)(x_n-x_m)+(\beta-\beta_0)(y_n-y_m)+(\gamma-\gamma_0)(z_n-z_m)]} dx_n dy_n dz_n dx_m dy_m dz_m,$$

und wir erhalten sofort, da

$$\int_0^d \int_0^d e^{ip(\xi_1-\xi_2)} d\xi_1 d\xi_2 = 2\,\frac{1-\cos pd}{p^2},$$

das Endresultat:

$$K'_{mn} = 8 \left| \frac{1-\cos kd(\alpha-\alpha_0)}{k^2 d^2} \cdot \frac{1-\cos kd(\beta-\beta_0)}{k^2 d^2} \cdot \frac{1-\cos kd(\gamma-\gamma_0)}{k^2 d^2} \right| \tag{8}$$

Schon für sehr kleine Werte des Winkels zwischen dem zerstreuten und dem primären Strahl wird K'_{mn} gleich 0 sein, da $kd = 2\pi \frac{d}{\lambda}$ immer eine außerordentlich große Zahl ist. Andererseits hängt K''_{mn} vom Werte von ksa ab. Da der Durchmesser a des Moleküls von derselben Größenordnung ist wie die Wellenlänge, so wird dieser Ausdruck gerade für große Winkel einen merkbaren Wert behalten[1].

1) Wie man sogleich sieht, ist der Quotient $\frac{K'_{mn}}{K''_{mn}}$ von der Größenordnung $\frac{\lambda^3}{a^3} \cdot \frac{\lambda^3}{d^3}$, was immer außerordentlich klein ist.

Wir können deshalb praktisch setzen

$$K'_{mn} = 0. \qquad (8')$$

5. Mit Hilfe von (7) und (8') erhalten wir für den gesuchten Mittelwert

$$M_{mn} = -\frac{1}{V}\frac{4\pi}{3}(2a)^3 \Phi(2ksa).$$

Da M_{mn} nicht abhängig ist von den gewählten Bezeichnungen m und n geht der gefundene Wert $N(N-1)$ mal in die Summe (3) ein, so daß wir für I_m finden

$$I_m = \frac{\psi^2}{K^2}\left[N - \frac{N(N-1)}{V}\frac{4\pi}{3}(2a^3)\Phi(2ksa)\right].$$

Das Produkt

$$N\frac{4\pi}{3}(2a)^3 = \Omega$$

ist das Gesamtvolumen der Wirkungssphären aller Moleküle, wobei der Radius jeder solcher Sphäre gleich dem Durchmesser eines Moleküls ist. Überdies können wir $N-1$ gleich N setzen, da N immer sehr groß ist. Die Zerstreuungsintensität ergibt sich somit zu

$$I_m = N\frac{\psi^2}{K^2}\left[1 - \frac{\Omega}{V}\Phi(2ksa)\right]. \qquad (9)$$

Wir haben $|\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0| = s$ gesetzt; wenn wir nun den Winkel zwischen dem primären und sekundären Strahl Θ nennen, so daß

$$s^2 = S^2 + S_0^2 - 2SS_0\cos\Theta = 2(1-\cos\Theta) = 4\sin^2\frac{\Theta}{2},$$

dann kann das Argument der durch (6) definierten Funktion geschrieben werden in der Form

$$2ksa = 8\frac{\pi a}{\lambda}\sin\frac{\Theta}{2},$$

wenn noch $k = 2\pi/\lambda$ gesetzt wird. Nach (9) ist die Zerstreuungsintensität vom Winkel Θ abhängig, also auch für den unserer Berechnung zugrunde liegenden Fall, daß die Moleküle sich nur wie harte Kugeln verhalten und gar keine Assoziation zu Doppelmolekülen zeigen. Diese Bemerkung ist notwendig, da zuweilen gefordert wurde, daß die Existenz des Interferenzringes in Zusammenhang gebracht werden müsse mit der Existenz von Doppelmolekülen.

In Fig. 2 ist die Funktion

$$\Phi(u) = \frac{3}{u^3}(\sin u - u\cos u)$$

dargestellt als Ordinate zur Abszisse u. Für $u = 0$ wird $\Phi(u) = 1$ gefunden; mit wachsendem Argument nähert sich die Funktion Φ dem Werte 0, wobei sie Schwingungen mit abnehmender Amplitude ausführt.

Ist die Zerstreuung jedes Teilchens gleich der Zerstreuung eines einfachen Resonators, so wird ψ^2 proportional sein zu $\frac{1+\cos^2\Theta}{2}$, da die primären Strahlen unpolarisiert sind und

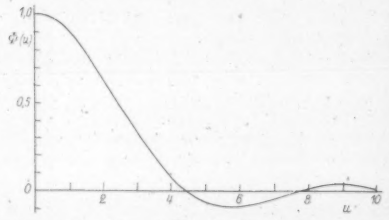


Fig. 2.

die Zerstreuung eine Polarisation der zerstreuten Strahlen hervorbringt, welche vollständig ist für $\Theta = 90^0$. Um die hier betrachtete Interferenzerscheinung zu veranschaulichen, wurde in Fig. 3 eine Kurve gezeichnet, die die Funktion

$$\frac{1+\cos^2\Theta}{2}\left[1 - \frac{1}{2}\Phi\left(12\pi\sin\frac{\Theta}{2}\right)\right]$$

darstellt. Dies entspricht

$$\frac{2a}{\lambda} = 3,$$

d. h. bei einem Durchmesser $2a = 2{,}1 \cdot 10^{-8}$ cm einer Wellenlänge $\lambda = 0{,}7 \cdot 10^{-8}$ cm. Zudem ist der Faktor $\frac{\Omega}{V}$ gleich $\frac{1}{2}$ gesetzt worden. Mit diesen Annahmen müßte, wie die Fig. 3 zeigt, ein Ring beobachtet werden mit einem Maximum der Intensität bei einem Winkel von ungefähr $\Theta = 16^0$.

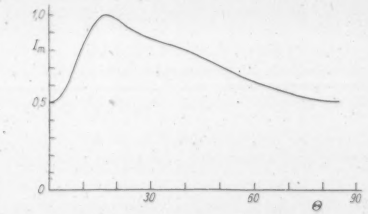


Fig. 3.

Im allgemeinen wird das Molekül sich nicht als einfacher Resonator äußern, sondern es ist zu erwarten, daß auch eine Interferenzerscheinung existieren wird, die der Form des Atomgerüstes entspricht. Die vollständige Zerstreuungskurve muß demnach eine Superposition der beiden Arten von Interferenzerscheinungen sein, welche

kurz die „innere" und die „äußere" Interferenz genannt werden sollen. Die äußere Interferenz wird gemäß (9) in erster Näherung proportional sein zu $\frac{\Omega}{V}$. Macht man nun Messungen an einem Gas bei verschiedenen Drucken, so wird es möglich sein, die äußere Interferenz, welche mit abnehmender Dichte verschwinden sollte, zu eliminieren und zu einer Messung des reinen innern Effektes zu gelangen. Sollten solche Messungen sich praktisch als möglich zeigen, dann könnten wir z. B. beim Stickstoff die direkte Messung des Abstandes der beiden N-Atome als Resultat erwarten.

6. Es möge gestattet sein, auch für den eben erwähnten zusammengesetzten Fall die Zerstreuungsfunktion zu bestimmen. Betrachten wir Kugelmoleküle vom Radius a, von denen jedes zwei in einem gegenseitigen Abstand l liegende Zerstreuungszentren hat, die sich nur als einfache Resonatoren äußern. Die Verbindungslinie beider Zentren soll durch den Kugelmittelpunkt gehen, wobei dieser von den beiden Resonatoren den gleichen Abstand $\frac{l}{2}$ habe. Die verschiedenen Moleküle wollen wir in gleicher Weise wie vorher mit den Zahlen $1 \ldots n \ldots N$ bezeichnen. Die Resonatoren selbst bezeichnen wir mit Strichen in solcher Weise, daß z. B. $\mathfrak{r}'_n$ den Radius Vektor bedeutet, welcher vom Nullpunkt zu einem der Resonatoren des Teilchens n und $\mathfrak{r}''_n$ der Radius Vektor ist, welcher vom Nullpunkt zum zweiten Resonator desselben Teilchens führt. Den unbezeichneten Buchstaben $\mathfrak{r}_n$ reservieren wir für den vom Nullpunkt zum Kugelmittelpunkt führenden Vektor. Im weitern setzen wir

$$\mathfrak{r}'_n = \mathfrak{r}_n + \mathfrak{v}'_n \quad \text{und} \quad \mathfrak{r}''_n = \mathfrak{r}_n + \mathfrak{v}''_n,$$

indem $\mathfrak{v}'_n$ bzw. $\mathfrak{v}''_n$ der Radius Vektor vom Kugelmittelpunkt zum ersten bzw. zweiten Resonator bedeutet. Nach unserer früheren Überlegung (vgl. (1)) ist die Amplitude der zerstreuten Strahlung

$$\frac{\Psi}{R}\sum_n \left(e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{r}'_n)} + e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{r}''_n)}\right)$$

und der Mittelwert I_m der Intensität kann nun nach der Gleichung

$$I_m = \frac{\Psi^2}{R^2}\sum_m \sum_n M_{mn} \tag{10}$$

berechnet werden, wobei

$$M_{mn} = M\left[\left\{e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{r}'_n)} + e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{r}''_n)}\right\}\left\{e^{-ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{r}'_m)} + e^{-ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{r}''_m)}\right\}\right]. \tag{10'}$$

Nun ist der Mittelwert der vier Glieder dieses Produktes zu berechnen. Jedes derselben wird ein anderes Resultat ergeben, je nachdem $m = n$ oder $m \neq n$ ist. Wenn wir annehmen, daß alle möglichen Richtungen der Verbindungslinie der beiden Resonatoren und deshalb auch der Vektoren $\mathfrak{v}'_n$ und $\mathfrak{v}''_n$ gleich wahrscheinlich sind, so bietet diese Berechnung keine Schwierigkeit[1]) und führt zu folgendem Ergebnis:

a) $m = n$:

$$M\left[e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{r}'_n-\mathfrak{r}'_m)}\right] = 1,$$

$$M\left[e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{r}'_n-\mathfrak{r}''_m)}\right] = \frac{\sin ksl}{ksl},$$

$$M\left[e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{r}''_n-\mathfrak{r}'_m)}\right] = \frac{\sin ksl}{ksl},$$

$$M\left[e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0\,\mathfrak{r}''_n-\mathfrak{r}''_m)}\right] = 1;$$

b) $m \neq n$:

$$M\left[e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{r}'_n-\mathfrak{r}'_m)}\right] =$$

$$= -\frac{1}{N}\cdot\frac{\Omega}{V}\cdot\Phi(2ksa)\cdot\left(\frac{\sin\frac{ksl}{2}}{\frac{ksl}{2}}\right)^2.$$

(Die übrigen drei Glieder ergeben denselben Wert.)

Wir finden demnach zunächst:

$$n = m\colon\ M_{mn} = 2\left[1 + \frac{\sin ksl}{ksl}\right],$$

$$n \neq m\colon\ M_{mn} = -\frac{4}{N}\cdot\frac{\Omega}{V}\cdot\Phi(2ksa)\cdot\left(\frac{\sin\frac{ksl}{2}}{\frac{ksl}{2}}\right)^2$$

[1]) Um z. B. $M\left[e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{r}'_n-\mathfrak{r}'_m)}\right]$ zu ermitteln, setzen wir

$$\mathfrak{r}'_n = \mathfrak{r}_n + \mathfrak{v}'_n;\quad \mathfrak{r}'_m = \mathfrak{r}_m + \mathfrak{v}'_m.$$

Der zu berechnende Mittelwert M ist dann das Ergebnis der folgenden Integration

$$M = \left|\int\int\int \frac{dV_n}{V}\frac{dV_m}{V} e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{r}_n-\mathfrak{r}_m)}\right| \cdot \left|\int\int\int \frac{d\Omega_n}{4\pi}\frac{d\Omega_m}{4\pi} e^{ik(\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0,\,\mathfrak{v}'_n-\mathfrak{v}'_m)}\right|$$

wobei $d\Omega_n$ und $d\Omega_m$ die Elemente der räumlichen Winkel bedeuten, welche die Richtungen der Vektoren $\mathfrak{v}'_n$ und $\mathfrak{v}'_m$ angeben. Ziehen wir in Betracht, daß die Länge dieser beiden Vektoren $\frac{l}{2}$ ist und führen wir den Winkel ϑ zwischen $\mathfrak{S}-\mathfrak{S}_0$ und $\mathfrak{v}'_n$ ein, so nimmt eines der letzteren Integrale die Form an

$$\frac{1}{2}\int_0^\pi e^{\frac{ikl}{2}\cos\vartheta}\sin\vartheta\,d\vartheta = \frac{\sin\frac{ksl}{2}}{\frac{ksl}{2}}.$$

Das erste Integral ist im Abschnitt 4 berechnet worden. Die Kombination beider Ergebnisse ergibt die Formel unter (b) des Textes.

und indem wir diese Werte in (10) einführen, erhalten wir für die Intensität der zerstreuten Strahlen, da für N Glieder der Summe (10) die Bedingung $m = n$ erfüllt ist und die Zahl der übrigen Glieder $N(N-1)$ ist:

$$I_m = 4N\frac{\psi^2}{R^2}\left\{\frac{1}{2}\left[1+\frac{\sin ksl}{ksl}\right]-\frac{\Omega}{V}\cdot\left(\frac{\sin\frac{ksl}{2}}{\frac{ksl}{2}}\right)^2\cdot\Phi(2ksl)\right\} \qquad (11)$$

Es soll noch daran erinnert werden, daß die Beziehungen bestehen

$$ksl = 4\pi\frac{l}{\lambda}\sin\frac{\Theta}{2},$$

$$2ksa = 8\pi\frac{a}{\lambda}\sin\frac{\Theta}{2},$$

wo Θ den Winkel zwischen dem sekundären und primären Strahl bedeutet und Φ eine Funktion ist, welche durch (6) definiert wurde und in Fig. 2 dargestellt ist.

Mit abnehmender Dichte verschwindet der Einfluß des zweiten Gliedes von (11) und die Zerstreuungsfunktion nimmt schließlich die Form an:

$$I_m = 4N\frac{\psi^2}{R^2}\cdot\frac{1}{2}\left[1+\frac{\sin ksl}{ksl}\right], \qquad (11')$$

welche übereinstimmt mit einer allgemeinen früher berechneten Formel[1]).

Um die Formel (11') der Intensität I_m zu illustrieren, haben wir den Ausdruck

$$\frac{1+\cos^2\Theta}{2}\left\{\frac{1}{2}\left[1+\frac{\sin ksl}{ksl}\right]-\frac{\Omega}{V}\cdot\left(\frac{\sin\frac{ksl}{2}}{\frac{ksl}{2}}\right)^2\cdot\Phi(2ksa)\right\}$$

als Funktion von Θ berechnet, und zwar für den Fall, daß $\frac{2a}{\lambda} = 3$ und $l = a$ ist, was z. B. bei einer gegebenen Wellenlänge von

$$\lambda = 0{,}7\cdot 10^{-8}\ \text{cm}$$

übereinstimmt mit einem molekularen Kugeldurchmesser $2a = 2{,}1\cdot 10^{-8}$ cm und einem Abstand der beiden die Atome ersetzenden Resonatoren von $1{,}05\cdot 10^{-8}$ cm. Die Zerstreuungsfunktion hängt zudem ab von der Dichte.

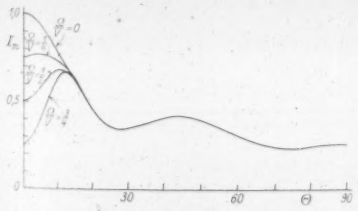


Fig. 4.

welche durch den Quotient $\frac{\Omega}{V}$ gemessen wird. Deshalb sind in Fig. 4 vier Kurven gezeichnet, die den Werten $\frac{\Omega}{V} = 0$, $\frac{\Omega}{V} = \frac{1}{4}$, $\frac{\Omega}{V} = \frac{1}{2}$, $\frac{\Omega}{V} = \frac{3}{4}$ entsprechen. Das Diagramm zeigt, wie das erste Maximum, das bei ungefähr $\Theta = 12^0$ vorkommt, und den intermolekularen „äußeren" Interferenzen entspricht, mit abnehmender Dichte verschwindet und ein zweites Maximum bei ungefähr $\Theta = 45^0$ ungestört übrig läßt, welches den interatomaren „inneren" Interferenzen der beiden das Molekül aufbauenden Atome entspricht.

1) P. Debye, Ann. d. Phys. **46**, 809, 1915. Die spezielle obige Formel (11') auch bei Ehrenfest; Amsterdam **23**, 1132, 1925.

(Eingegangen 15. Dezember 1926.)

Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante einiger Gase.

Von Hans-Joachim v. Braunmühl.

I. Einleitung.

Im Hinblick auf die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante (DK.) von der Temperatur kann man die Isolatoren in zwei Klassen einteilen. In solche, bei denen nur die mit der Wärmeausdehnung verbundene Dichteverminderung für den Abfall der DK. verantwortlich ist und in jene, bei denen außerdem noch eine besondere Temperaturabhängigkeit beobachtet wird.

Die vorliegende Untersuchung beschränkt sich auf Gase. Bei den Gasen der ersten Art wird je nach ihrem Charakter die ideale Gasgleichung bzw. eine geeignete Zustandsgleichung

für den Verlauf der DK. maßgebend sein. Für das Verhalten der Gase der zweiten Art hat Debye[1]) im Anschluß an die kinetische Theorie des Paramagnetismus eine Deutung gegeben, in dem er außer den elastisch gebundenen Polarisationselektronen im Inneren der Moleküle fertige elektrische Dipole annimmt.

Unter diesen Voraussetzungen besteht die Polarisation aus einer Verschiebung der Elektronen, die eine Verzerrung des Moleküls bewirkt und aus einem Effekte, der das ganze polare Molekül in die Feldrichtung zu drehen sucht. Diesem molekularen Richteffekt entgegen wirkt die thermische Bewegung der Gasteilchen, welche einen möglichst ungeordneten Zustand der Dipolachsen herbeizuführen bestrebt ist. Es resultiert also eine Polarisation, welche sich zusammensetzt aus der Wirkung der Verschiebungselektronen und des statistischen Gleichgewichts zwischen Richteffekt und Wärmebewegung.

Der vollständige Debyesche Ausdruck

$$\frac{1}{4\pi}\frac{m}{\varrho}(\varepsilon - 1)\ T = a\ T + b$$

(m = Masse eines Moleküls, ϱ = Dichte, T = absolute Temperatur, stellt eine lineare Funktion der Temperatur dar. Das von den Verschiebungselektronen herrührende „optische" Glied ist durch die Neigung der Geraden gegeben

$$a = \sum \frac{n_i e_i^2}{f_i}$$

(n_i = Zahl der Ladungen e_i im Molekül, f_i = Konstante der quasielastischen Bindung).

Das Dipolglied

$$b = \frac{1}{3}\frac{\mu^2}{k}$$

(μ = elektrisches Moment des Dipols, k = Boltzmannsche Konstante) ist der Ordinatenabschnitt für $T = 0$. Für Gase der ersten Klasse, die keine Dipole haben, verschwindet b.

Während die ursprüngliche Theorie Debye's auf rein klassischen Überlegungen fußt, werden in einer neueren Arbeit[2]) „Die Grundgesetze der elektrischen und magnetischen Erregung vom Standpunkte der Quantentheorie" hergeleitet. Für zweiatomige Dipolgase haben Mensing und Pauli[3]) das Problem nach der Born-Heisenbergschen Quantenmechanik, Manneback[4]) nach der Schrödingerschen Wellenmechanik behandelt. Das hauptsächlichste Ergebnis der quantenmäßigen Rechnungen ist, daß die $\frac{1}{T}$ Abhängigkeit gewahrt bleibt; in dem Ausdruck für b ist jedoch an Stelle des Faktors $\frac{1}{3}$ ein von der Temperatur abhängiger Faktor einzusetzen, der für hohe Temperaturen in den klassischen Wert $\frac{1}{3}$ übergeht[1]).

1) P. Debye, Physik. Zeitschr. **13**, 97, 1912.
2) P. Debye. Physik. Zeitschr. **27**, 97, 1926.
3) L. Mensing und W. Pauli jr., Physik. Zeitschr. **27**, 563, 1926.
4) C. Manneback. Physik. Zeitschr. **27**, 563, 1926.

II. Problemstellung.

Die Aufgabe der vorliegenden Untersuchung ist in der Hauptsache die, mit Hilfe einer empfindlichen Versuchsanordnung[2]) das $\frac{1}{T}$ Gesetz für einige Gase nachzuprüfen. Ferner soll nach Möglichkeit aus dem Temperaturverlauf der DK. über die Polarität bzw. Nichtpolarität der Moleküle eine Entscheidung getroffen und im ersten Falle die Größe des sich nach der klassischen Theorie ergebenden elektrischen Momentes des Dipols bestimmt werden.

III. Die Versuchsanordnung.

a) Die Schwingungskreise.

Zwei Schwingungskreise in Dreipunktschaltung lieferten eine Frequenz von rund 1 000 000 Hertz. Nach Vorversuchen mit BE.-Rohren von Siemens & Halske wurden für die endgültigen Messungen BO.-Rohre mit Oxydkathode von derselben Firma verwendet. Die Heizspannung wurde wesentlich unter dem vorgeschriebenen Maximalwert von 2,1 Volt gehalten. Parallel zur Anodenbatterie lag ein Blockkondensator von großer Kapazität. Die Selbstinduktion bestand aus einer Spule von Hochfrequenzlitze, die vielfach unterteilt war. Die Kapazitäten der Schwingungskreise bestanden aus Drehkondensatoren mit Feineinstellung. Der Meßkreis hatte außerdem parallel dazu den Meßkondensator, welcher gesondert beschrieben werden soll. Im Meßkreis diente der Drehkondensator, auf geringe Kapazität eingestellt, nur zum Ausgleich der durch die wechselnden DK. verschiedener Gase im Meßkondensator verursachten Kapazitätsänderung. Die Kapazität des Kondensators im Vergleichskreise sowie die Gesamtkapazität

1) Einer freundlichen Mitteilung von Herrn Dr. Sänger verdanke ich den Hinweis, daß nach einer demnächst erscheinenden Arbeit von C. Manneback auch für mehratomige Gase der klassische Wert $\frac{1}{3}$ erhalten wird. Vgl. Physik. Zeitschr. **28**, 72, 1927.
2) L. Pungs u. G. Prenner, Physik. Zeitschr. 20, 543, 1919.

der beiden Kondensatoren des Meßkreises betrug etwa 500 cm. Die Leitungen der Kreise bestanden aus Hochfrequenzlitze, die auf Porzellanrollen geführt waren. Die Kreise selbst waren zur elektrostatischen Abschirmung in geerdeten Eisenblechkästen eingeschlossen. Zur Einstellung der Kondensatoren waren Glasstäbe durch enge Öffnungen nach außen durchgeführt. Über den Selbstinduktionen befand sich in Höhe von 10 cm je eine Koppelungsflachspule. Die beiden Spulen waren hintereinander geschaltet und mit der

b) Gleichrichteranordnung

verbunden. Alle Leitungen liefen in geerdetem Bleirohr. Als Gleichrichter diente ein Telefunkenrohr. Dahinter lag ein Dreiröhrenverstärker der Firma Huth, der mit einem Lautsprecher in der Nähe des Beobachtungsstandes verbunden war. Dieser ließ den Differenzton der beiden Hochfrequenzschwingungen hören.

c) Der Meßkondensator.

Der Konstruktion des Meßkondensators mußte besondere Sorgfalt und Aufmerksamkeit zugewendet werden. In der endgültigen Form war er ein Kreisplattenkondensator aus 15 Aluminiumscheiben von 7 cm Durchmesser und 1 mm Stärke. Acht bzw. sieben dieser Platten wurden an drei Stellen des Umfanges durch drei Messingsäulchen und zwischengelegte, genau auf 3 mm abgedrehte Messingringe, zu je einem System zusammengehalten, das unter sich leitend und in das andere isoliert hineingesetzt war. Die Isolation fand an je drei Stellen der obersten und untersten Platte durch Ebonitscheiben statt.

Dieser Kondensator wurde in einem Druckkessel auf noch zu erwähnende Art befestigt. Der Druckkessel war für den vorliegenden Zweck von der Firma F. Heckmann in Breslau ausgeführt worden. Er bestand aus Kupfer bzw. Messing und konnte die in Frage kommenden Drucke ohne Formänderung aushalten. Der Kessel faßte ein Gasvolumen von 1,8 l. Der Deckel war mit zwei einschraubbaren Kupferrohren zur Zu- und Abführung der zu untersuchenden Gase versehen. Zwei weitere Durchbohrungen, mit Gewinde versehen, sollten zur Aufnahme der elektrischen Zuleitungen zum Kondensator dienen. Hier stellten sich einer geeigneten Art der Zuführung lange Zeit Schwierigkeiten entgegen. Denn die Zuleitungen mußten isoliert, luftdicht, druckfest, temperaturunempfindlich und ölbeständig eingekittet sein.

Die endgültig brauchbare Anordnung war folgende. Die Zuführung bestand aus je einem 3 mm starken, steifen Messingdrahte, welcher mit Bleiglätte-Glyzerinkitt in je einem Quarzröhrchen befestigt war. Das Quarzröhrchen selbst wurde mit demselben Kitt in die Durchbohrung je eines zylindrischen Messingstücks eingefügt, welches in die entsprechenden Öffnungen des Deckels eingeschraubt werden konnte. Wegen der Porösität des Kittes wurden auf die Messingzylinderchen, welche die Quarzrohre und die Zuführungsdrähte trugen, 3 cm weite und 10 cm hohe Messingrohre gelötet. Die Zuleitungsstäbe wurden am oberen Ende durch gedrehte Ebonitscheiben in stabiler Weise isoliert in ihrer Mitte gehalten. Die Scheiben waren durch Siegellack luftdicht mit den weiten Rohren verkittet. Um die oberen Rohrenden lagen einige Windungen dünnen Bleirohres, durch welche ständig ein kalter Wasserstrom langsam zirkulierte. Auf diese Weise wurde erreicht, daß die mit Siegellack gedichteten Enden stets etwa auf Zimmertemperatur blieben und die Luftdichtigkeit der elektrischen Zuführungen praktisch eine vollkommene wurde.

Die Gaszuführungen bestanden aus Kupferrohr. An der Eintrittsstelle waren etwa 1,5 m zu einer Spirale gebogen, die ganz in dem Temperaturbad lag, und durch die der eintretende Gasstrom schon auf Meßtemperatur vorgewärmt wurde. Die Verbindungen der Gas Zu- und Abführung mit den übrigen Teilen der Apparatur geschah durch starke Vakuumschläuche.

Der geerdete Kessel befand sich in einem ebenfalls geerdeten Emailletopf von 20 l Inhalt und konnte elektrisch geheizt sowie durch Kaltwasserschlangen gekühlt werden. Er enthielt als Badflüssigkeit 14 l gewöhnliches Maschinenöl. Für die gründliche Durchmischung des Ölbades sorgte ein elektrisch angetriebener Rührer. — Der Öltopf stand in einer großen, sehr stabilen eichenen Kiste, durch Watte, Holzwolle und Putzwolle wärmeisoliert. Die ganze Kiste stand erschütterungssicher auf einem Betonblock.

d) Die Trocknung und Druckmessung der Gase.

Die zu messenden Gase wurden teilweise Stahlbomben entnommen, teilweise Gasometern, teils wurden sie während des Versuches hergestellt und direkt verwendet. Bevor sie in den Druckkessel kamen, mußten sie einer gründlichen Trocknung unterworfen werden. Die sehr große DK. des Wasserdampfes würde die Meßresultate auch schon bei geringem Feuchtigkeitsgehalte der Gase erheblich fälschen. Als Trocknungsmittel wurden benutzt: Konzentrierte Schwefelsäure, Chlorkalzium, Natronkalk und Phosphorpentoxyd. Die chemischen Eigenschaften der

zu untersuchenden Gase bestimmten die Auswahl unter den Trocknungsmitteln, wobei prinzipiell daran festgehalten wurde, jeweils nur diejenigen Mittel auszuschalten, die chemisch mit den Gasen nicht verträglich waren.

Von den Trocknungsgefäßen gelangte das Gas durch einen Hahn in die Vorwärmspirale und den Kessel.

Die Ausströmungsseite des Kessels war ebenfalls durch einen Hahn abgeschlossen. Zwischen ihm und dem Kessel lag das Manometer, welches zur Druckmessung des Gases im Kessel diente. Vom Saughahn führte eine längere Glas- bzw. Bleirohrleitung zur Luftpumpe.

Zur Druckmessung wurde ein Quecksilbermanometer verwendet.

Die Empfindlichkeit der Meßanordnung verlangte, daß Erschütterungen, auch solche des steinernen Fußbodens durch Umhergehen, vermieden wurden. Daher wurde jede Betätigung von Apparaten während der Messung von einem gemeinsamen Schaltbrett aus bewerkstelligt.

IV. Das Prinzip der Messung.

Die beiden Schwingungskreise lieferten eine Frequenz von ungefähr 1000000 Hertz. Ihre größte Empfindlichkeit, also

$$\frac{\text{meßbare Kapazitätsänderung}}{\text{Gesamtkapazität}}$$

war etwa 10^{-6}. Sie konnte aber wesentlich verändert werden dadurch, daß der Differenzton nicht zwischen den Grundfrequenzen erzeugt wurde, sondern zwischen geeigneten Oberschwingungen. Letztere sind bei der verwendeten Spannungsteilerschaltung in ausreichender Stärke vorhanden.

Der Vergleichskreis blieb unverändert. Am Zusatzkondensator des Meßkondensators wurde die Kapazität variiert, bis der Differenzton im Lautsprecher ungefähr die Tonhöhe 500 hatte. Die genaue Einstellung auf den Ton 500 wurde durch Druckänderung im Kondensator erreicht und durch das Verschwinden der Schwebungen mit der Stimmgabel 500 konstatiert. Jetzt wurde der Druck so weit geändert, daß der Differenzton auf 600 stieg. Nun wurde der Druck wieder ermäßigt, bis Ton 500 sich wieder einstellte. Dieses Verfahren wurde 8—14mal wiederholt und durch ein geeignetes Mittlungsverfahren derjenige Wert der Druckdifferenz berechnet, welcher die Differenztonänderung von 100 bewirkt. Diese Frequenzänderung resultiert aber aus der im Meßkreis stattfindenden Kapazitätsänderung, verursacht durch die Veränderung der DK. des Gases infolge einer Druckvariation.

Kennt man nun die Empfindlichkeit der Anordnung, d. h. diejenige Kapazitätsänderung, welche einer Differenztonänderung von 1 entspricht, so ergibt sich bei bekannter Kapazität des Meßkondensators direkt die Änderung der DK. Hierzu müssen die Daten der Schwingungskreise: ihre Kapazitäten und Selbstinduktionen einschließlich der Zuleitungen und Erdkapazitäten bekannt sein. Diese entzogen sich jedoch genauen Messungen.

Umgekehrt kann man die Apparatur eichen, d. h. mit einem Gase der 1. Klasse, dessen DK.-Verlauf der Zustandsgleichung entspricht, die Empfindlichkeit ermitteln. Dieser Weg, zu dem die Kenntnis der DK. eines Gases bei einer Temperatur gehört, wurde eingeschlagen und als bekannt Sauerstoff bei 0^0, 1 Atm. vorausgesetzt. Dieser Wert wurde aus dem Landolt-Börnstein zu 1,000547 entnommen.

Nun kann man zeigen, daß bei konstanter Temperatur die Werte $\varepsilon - 1$ zweier Gase sich umgekehrt verhalten wie die Druckdifferenzen, die zur gleichen Änderung der Schwebungsfrequenz erforderlich sind.

Nach dem Clausius-Mosottischen Gesetz, das sich ausnahmslos bewährt hat, sofern die Dichteänderung nur durch Druckänderung bei konstanter Temperatur hervorgerufen wird, ist

$$\left(\frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_0 - 1} = \frac{\varrho_1}{\varrho_0} = \frac{p_1}{p_0}\right)_{T = \text{Const}}$$

(der Index 0 bedeutet $p = 1$ Atm.). Die Überschüsse der DK. über die Einheit sind also den Drucken proportional:

$$\varepsilon - 1 = cp.$$

Ebenso die Änderung dieser Überschüsse den zugehörigen Druckänderungen

$$\Delta(\varepsilon - 1) = c\Delta p.$$

Man kann demnach schreiben

$$\frac{\Delta(\varepsilon - 1)_{\text{Gas}}}{(\varepsilon - 1)_{0\text{Gas}}} = \frac{\Delta p_{\text{Gas}}}{p_{0\text{Gas}}}$$

und

$$\frac{\Delta(\varepsilon - 1)_{O_2}}{(\varepsilon - 1)_{0 O_2}} = \frac{\Delta p_{O_2}}{p_{0 O_2}}$$

Daraus folgt, da nach Voraussetzung $\Delta(\varepsilon - 1)_{\text{Gas}} = \Delta(\varepsilon - 1)_{O_2}$ ist (beides bewirkt ja eine Tonänderung von 100), daß

$$\frac{(\varepsilon - 1)_{0\text{Gas}}}{(\varepsilon - 1)_{0 O_2}} = \frac{\Delta p_{O_2}}{\Delta p_{\text{Gas}}}. \qquad (1)$$

Vor und nach jeder Messung mit dem Gas wurde je eine Messung mit Sauerstoff als Vergleichsgas vorgenommen. Sie diente gleichzeitig als Kontrolle, ob sich etwa während der Messung unzulässige Änderungen von Frequenz oder Empfindlichkeit eingestellt hatten. Der Mittel-

wert des Δp_{O_2} dieser Anfangs- und Endmessungen wurde mit dem Δp_{Gas} nach Formel (1) kombiniert.

Der Wert $(\varepsilon - 1)_0 \sigma_2$ für die Messungstemperatur wurde aus dem als bekannt angenommenen Werte $(\varepsilon - 1)_0 \sigma_2^{T=273}$ nach der idealen Gasgleichung berechnet.

Tabelle II gibt ein Beispiel für die Notierung der Druckablesungen. Die Zahlen geben die Ablesungen am linken Manometerschenkel an (in cm) bei Ton 600 bzw. 700. Die Mittlung erfolgte nach folgendem Schema:

Tabelle I

so daß aus n Ablesungen $2n - 2$-Werte entstanden, die gemittelt wurden. Außerdem wur-

Tabelle II. *CO*.

$T = 54{,}2°$ 600	700	19. XI. 1925	
O_2 39,85	51,05		
		11,15	
39,95	51,20	11,18	
		11,17	
40,10	51,40	11,20	
		11,15	
40,40	51,60	11,10	11,17
		11,15	
40,50	51,80	11,20	
		11,22	
40,65	51,85	11,18	
CO 59,75	59,45		
		8,70	
59,75	59,45	8,70	
		8,65	
59,85	59,60	8,68	
		8,72	8,70
59,90	59,65	8,73	
		8,70	
51,00	59,75	8,70	
		8,70	
51,10	59,85	8,70	
		8,70	
51,20	59,90	8,68	
O_2 43,15	54,35		
		11,12	
43,30	54,45	11,10	
		11,15	
43,30	54,50	11,18	
		11,17	
43,35	54,50	11,15	11,15
		11,15	
43,35	54,50	11,15	
		11,17	
43,30	54,50	11,20	

$O_2 : CO = 11{,}16 : 8{,}70$

den die beiden Δp_{O_2}-Mittel der Anfangs- und Endmessung gemittelt und mit dem Δp_{Gas}-Wert kombiniert.

Die Konstanz der Schwingungskreise war von Messung zu Messung verschieden. Es gelang bei den meisten Beobachtungen, die Änderung des Differenztones in dem Bereiche von 5—8 Schwingungen pro 10 Minuten zu halten. Im übrigen gestattete die gewählte Mittelwertbildung, von einer Inkonstanz abzusehen, sofern die Frequenzänderung kontinuierlich und in einer Richtung vor sich geht.

Der mittlere Meßfehler ergibt sich zu etwa 0,5 Proz., wobei angenommen ist, daß 1 Schwebung in 2 sec die untere Grenze des Beobachtbaren darstellt.

Für die Größen a und b, Ordinatenabschnitt und Neigung ergeben sich andere Fehlergrenzen. Die hierbei angegebenen Fehlerwerte sind so gewonnen, daß die Debyesche Gerade durch eine Reihe ausgewählter besonders abweichender Meßpunkte gelegt wurde. Der Spielraum zwischen den Extremalwerten gibt ein Maß für den Fehler des Resultates.

V. Ergebnisse.

Bei den ersten orientierenden Messungen wurde Zimmerluft als Meßgas verwendet. Die Auswertung der Messungen zeigte, daß die erhaltenen Werte zwar gut durch eine Debyesche Gerade darstellbar waren, jedoch ergab sich ein, wenn auch kleiner, positiver Wert für b, was wahrscheinlich auf ungenügende Reinigung des Gases zurückzuführen ist. Da die unmittelbar nach den Luftmessungen an Argon unter Beachtung aller notwendigen Vorsichtsmaßregeln angestellten Messungen einwandfreie Resultate ergaben, wurde den fehlerhaften Ergebnissen an Luft keine besondere Bedeutung beigelegt. Die wünschenswerte Wiederholung der Messungen mußte aus äußeren Gründen unterbleiben.

1. Wasserstoff. H_2.

Das Gas wurde einer Stahlflasche entnommen. Die Meßschwierigkeiten bei der extrem kleinen DK. des Wasserstoffes waren erheblich. Die erforderliche Druckdifferenz und damit die große durchzutreibende Gasmenge gaben zu mannigfachen Fehlern Anlaß. Tabelle III und Fig. 1 geben die Werte für H_2 wieder. Die Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate ergibt einen sehr kleinen negativen Ordinatenabschnitt ($b = 0{,}08 \cdot 10^{-2}$), welcher mit Null zu identifizieren ist. Bei der Ungenauigkeit der H_2-Messung ist dies als unbedenklich zu betrachten.

Wasserstoff ist ein Gas I. Klasse.

Tabelle III. H_2.

T	Δp_{O_2}	Δp_{Hg}	$\cdot 10^6$ $\varepsilon - 1$ gem.	$\cdot 10^{24}$ D [1])
288,8	955	1850	275	0,248
295,2	755	1420	208	0,252
320,7	552	1025	240	0,285
329,7	1115	2058	245	0,287
571,2	1210	2180	225	0,356
585,0	414	718	225	0,356

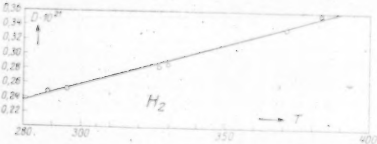


Fig. 1.

2. Argon. *Ar*.

Das Gas wurde einer Stahlflasche entnommen[2]).

Tabelle IV und Fig. 2 zeigen den Temperaturverlauf von $\varepsilon - 1$ und D.

μ ergibt sich mit großer Genauigkeit $= 0$, wie zu erwarten war. $(\mu = -0{,}037 \cdot 10^{-18})$

$a = 1{,}68 \cdot 10^{-24}$.

Argon hat keine Dipole.

Tabelle IV. Argon.

T	Δp_{O_2}	Δp_{Ar}	10^6 $\varepsilon - 1$ gem.	10^{24} D
206,0	1968	1875	530	0,499
207,0	1016	974	525	0,498
209,4	1927	1841	522	0,504
327,0	2000	1923	475	0,547
327,7	1108	1060	476	0,551
331,8	1580	1516	469	0,556
331,8	1553	1500	467	0,554
342,6	1300	1327	457	0,577
359,4	1381	1333	431	0,599
368,6	1219	1165	430	0,629
372,3	1261	1200	422	0,639
385,0	1270	1236	401	0,653

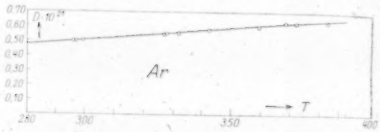


Fig. 2.

3. Kohlenoxyd. *CO*.

Der Gas wurde dargestellt durch Eintropfenlassen von Ameisensäure in konzentrierte Schwefelsäure und im Gasometer gesammelt.

Tabelle VI und Fig. 3 stellen den Temperaturverlauf von $\varepsilon - 1$ und D dar.

Die Ausgleichsrechnung ergibt einen Wert

$$\mu = 0{,}124 \pm 0{,}01 \cdot 10^{-18}$$
$$a = 1{,}96 \pm 0{,}02 \cdot 10^{-24}.$$

Der Wert für das elektrische Moment ist der kleinste von sämtlichen gemessenen Gasen, aber er ist sicher größer als Null und stellt CO in die Reihe der Dipolgase. Modellmäßig kann man sich die Lage folgendermaßen vorstellen[1]). Im Kohlenoxyd sind die C- und O-Atome stickstoffähnlich, d. h. dreifach gebunden; dies ist begreiflich, da C und O durch Aufnahme bzw. Abgabe eines Elektrons stickstoffähnlich werden. Da aber die Kernladung bei O um 2 größer ist als bei C, so wird eine Asymmetrie des Elektronenumlaufes bewirkt, welche die Ursache des gemessenen Momentes darstellt. Die nahe Verwandtschaft zwischen CO und N_2 auch in anderen Punkten wird aus folgender Tabelle deutlich:

Tabelle V.

	ϱ	c_p	$t_{krit.}$	$p_{krit.}$ Atm.	S_m	S_p	$\varrho_{flüss.}$	Reibungskoeffizient	Brechungsexponent	ε	Molekulargewicht
N_2	0,001251	0,249	— 140	21	— 210	— 196	0,79	0,000168	1,00039	1,000581	28
CO	0,001250	0,250	— 136	25	— 207	— 190	0,79	0,000167	1,00035	1,000665	28

4. Kohlendioxyd. CO_2.

Auf die Messung von CO_2 wurde wegen des damit verbundenen großen Interesses besondere Sorgfalt verwendet. Das Gas wurde einer Stahlflasche der Breslauer Kohlensäurewerke entnommen. Es läßt sich zeigen, daß innerhalb des gemessenen Temperaturbereiches für die Kohlensäure die ideale Gasgleichung anwendbar ist. Die Abweichungen liegen weit innerhalb der Meßfehler. Tabelle VII und Fig. 4 geben den Verlauf der Temperaturabhängigkeit von $\varepsilon - 1$ und D wieder.

Es ergibt sich ein Dipolmoment von

$$\mu = 0{,}145 \pm 0{,}03 \cdot 10^{-18},$$

1) D = Debyesche Funktion.

2) Für kostenlose Überlassung des Argons habe ich der Firma Linde-Höllriegelskreuth zu danken.

1) Anregungen zu dieser Deutung verdanke ich einer mündlichen Unterhaltung mit Herrn Professor Grimm-Würzburg.

Tabelle VI. CO.

T	Δp_{O_2}	Δp_{CO}	$\frac{10^6}{\varepsilon - 1}$ gem.	10^{21} D
287.5	997	769	674	0.5097
289.8	1000	774	666	0.6022
289.9	996	765	671	0.6072
307.6	1061	812	634	0.6465
315.8	1079	833	612	0.6577
317.1	1090	843	608	0.6589
327.2	1116	870	586	0.6758
332.7	1123	867	582	0.6936
343.5	1168	909	550	0.7200
350.6	1160	892	554	0.7539
361.1	1200	926	536	0.7853
373.2	1227	959	512	0.7981
381.0	1230	969	498	0.7781

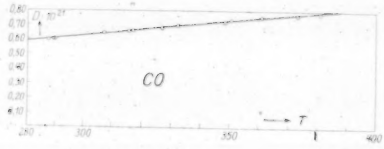


Fig. 3.

Tabelle VII. CO_2.

T	Δp_{O_2}	Δp_{CO_2}	$\frac{10^6}{\varepsilon - 1}$ gem.	10^{21} D
292.2	1300	714	958	0.655
292.8	1335	729	934	0.657
296.2	1076	1101	905	0.679
303.2	1387	754	905	0.683
304.4	1382	750	904	0.687
307.7	1399	750	905	0.703
308.2	1062	574	897	0.690
314.0	1440	778	875	0.698
325.5	2162	1200	850	0.740
334.2	1472	808	810	0.711
333.8	1128	615	820	0.751
339.6	1515	828	812	0.753
342.0	2270	1261	786	0.781
345.6	1545	841	798	0.773
345.7	1557	848	787	0.764
361.5	1207	659	757	0.811
362.3	1573	866	747	0.807
362.7	1005	880	751	0.811
371.6	1622	899	724	0.822
372.7	2308	1335	720	0.853
376.0	1632	913	710	0.824
376.2	1637	902	715	0.844
381.3	1214	679	702	0.840
375.9	1625	914	695	0.855

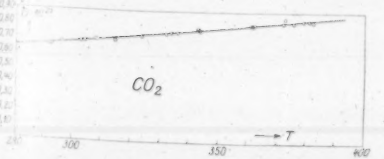


Fig. 4.

welches einen erheblichen Anspruch auf Genauigkeit macht und nicht innerhalb der Meßfehler mit Null identifiziert werden kann. Es stimmt auch sehr gut überein mit dem Werte von Weigt[1]). Als Dipollänge folgt

$$l = 0{,}031 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Das optische Glied beträgt

$$a = 2{,}09 + 0{,}5 \cdot 10^{-24}.$$

Das Vorhandensein eines elektrischen Momentes in der CO_2-Molekel spricht für ihre Dreieckgestalt, die auch durch die Ergebnisse der Ultra-Rot-Messungen[2]) einen hohen Grad von Wahrscheinlichkeit besitzt. Die unsymmetrische Stabform ist nach Überlegungen von Hund[3]) instabil, weil das Vorhandensein eines elektrischen Momentes aber die symmetrische Stabform ausschließt, so vergrößert es die Wahrscheinlichkeit für die Dreiecksgestalt des Kohlensäuremoleküls.

5. Stickoxydul. N_2O.

Das Gas wurde dargestellt durch Erhitzen von Ammoniumnitrat und im Gasometer aufgefangen. Tabelle VIII zeigt die Meßwerte. Es geht daraus hervor, daß N_2O ein Dipolgas ist. Es kommt in seinen Werten für $\varepsilon - 1$ und μ der Kohlensäure am nächsten.

$$\mu = 0{,}249 + 0{,}05 \cdot 10^{-18}$$
$$a = 2{,}83 + 0{,}2 \cdot 10^{-24}$$
$$l = 0{,}053 \cdot 10^{-8}$$

Tabelle VIII. N_2O.

T	Δp_{O_2}	Δp_{N_2O}	$\frac{10^6}{\varepsilon - 1}$	10^{21} D
287.9	992	468	1099	0.975
304.8	1039	509	1000	0.995
310.6	1097	526	975	1.067
333.1	1115	552	900	1.076
308.5	1142	599	820	1.192

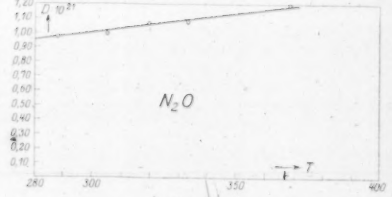


Fig. 5.

1) C. Weigt, Physik. Zeitschr. **22**, 643, 1921.
2) Cl. Schäfer u. B. Philipps, Zeitschr. f. Phys. **36**, 641, 1926.
3) F. Hund, Zeitschr. f. Phys. **31**, 81, 1924.

Tabelle IX.

	ϱ	$\varepsilon_{\rho=1}$	$t_{krit.}$	$T_{krit.}$	S_m	S_p	Reibungskoeffiz.	Brechungsexponent	$\varepsilon - 1_{25^\circ}$	Molekulargewicht
N_2O . . .	0,001978	0,220	37	59	— 103	— 90	0,000136	1,00052	1,000995	44
CO_2 . . .	0,001977	0,202	31	55	— 57	— 79	0,000138	1,00045	1,000905	44

Der Wert der DK. von N_2O kommt dem von CO_2 nahe. Die Verfolgung einer Ähnlichkeit in anderen Eigenschaften führt zu einer analogen Verwandtschaft, wie zwischen N_2 und CO. Die Übereinstimmung ist allerdings nicht so schlagend.

6. Schwefelwasserstoff. H_2S.

Das Gas wurde dargestellt aus Schwefelnatrium und verdünnter Salzsäure. Die D-Kurve zeigt nur für die ersten Werte (bei tiefen Temperaturen) den zu erwartenden Verlauf. Bei höheren Temperaturen findet ein starkes Absinken statt. Die Vermutung lag nahe, diesen Verlauf als Dissoziationserscheinung zu erklären. Nach den Messungen der Dissoziation des H_2S beträgt jedoch in dem gemessenen Temperaturbereich das danach zu erwartende Absinken der Kurve maximal nur einige Promille des gemessenen. Wahrscheinlicher ist eine chemische Reaktion des H_2S mit dem Kupfer des Druckkessels, wodurch H_2 freiwerden würde. Hierfür spricht auch das stark angegriffene Innere des Kessels nach der Messung. Verwertbar waren nur die ersten Punkte. Aus ihnen ergibt sich bei verschiedenen Kombinationen der gemessenen Werte ein maximales Schwanken von b zwischen 2,49 und $3{,}26 \cdot 10^{-21}$. Das entspricht einem μ zwischen 1,01 und 1,15. Der wahrscheinlichste Wert für μ ergibt sich als

$$\mu = 1{,}101 \pm 0{,}05\ 10^{-18}$$
$$a = 0{,}69 \cdot 10^{-24}.$$

Schwefelwasserstoff ist ein Dipolgas mit großem Moment; der zahlenmäßige Wert ist aber hier von geringer Sicherheit.

Tabelle X. H_2S.

T	Δp_{O_2}	Δp_{H_2S}	10^6 $\varepsilon - 1$ gem.	10^{21} D
286,6	1078	156,0	3601	3,150
287,4	1069	147,9	3755	3,304
306,7	1126	165,1	3523	3,329
330,5	1208	190,3	2868	3,335
347,5	1245	211,9	2524	3,247
347,6	1282	221,7	2484	3,196
369,5	1254	245,9	2062	2,999
380,0	1240	242,9	1858	2,827
387,0	1365	259,1	1889	3,014

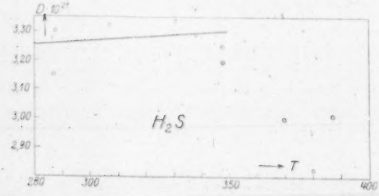


Fig. 6.

7. Chlorwasserstoff. HCl.

Das Gas wurde dargestellt durch Eintropfen von konzentrierter Salzsäure in konzentrierte Schwefelsäure. Der Verlauf der Debyeschen Geraden entspricht den Erwartungen. Es ergibt sich als Wert $b = 3{,}36 \cdot 10^{-21}$. Daraus folgt ein

$$\mu = 1{,}180 \pm 0{,}05 \cdot 10^{-18},$$
$$a = 1{,}40 \cdot 10^{-24},$$
$$l = 0{,}25\ 10^{-8}.$$

Tabelle XI. HCl.

T	Δp_{O_2}	Δp_{HCl}	10^6 $\varepsilon - 1$ gem.	10^{21} D
288,7	1074	130,0	4275	3,812
289,1	1075	132,6	4189	3,745
310,2	1119	146,0	3690	3,795
324,6	1226	166,1	3394	3,826
332,3	1215	170,7	3200	3,780
355,1	1319	190,6	2911	3,927
357,2	1302	194,0	2806	3,850
379,0	1357	210,5	2539	3,901
389,0	1366	217,2	2413	3,906

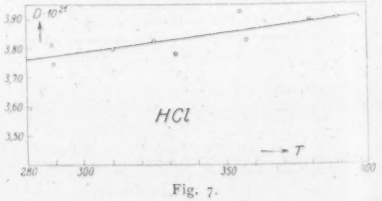


Fig. 7.

Die vorliegende Untersuchung wurde auf Veranlassung und unter Leitung von Herrn Prof. Waetzmann im Physikalischen Institut der Universität Breslau ausgeführt. Es ist mir Bedürfnis, Herrn Prof. Waetzmann danken zu können für

das unwandelbar liebenswürdige Entgegenkommen und die aufmunternde Hilfe, mit denen er mich und diese Arbeit während dreier Jahre gefördert hat. Herrn Dr. J. Friese habe ich für wertvolle Ratschläge zu danken, der Helmholtz-Gesellschaft für die Überlassung von Mitteln zur Beschaffung eines Teiles der benutzten Apparate.

Anmerkung von E. Waetzmann. Es war natürlich beabsichtigt, einige der vorstehend beschriebenen Messungen zu wiederholen, namentlich die Messungen an Luft. Auch sollte die Meßanordnung verbessert und die Messungen über einen größeren Temperaturbereich ausgedehnt werden. Da sich das aus äußeren Gründen zurzeit nicht durchführen ließ und die bisherigen Messungen schon ein gewisses Interesse beanspruchen dürften, schien es mir nicht richtig, die Publikation auf ungewisse Zeit hinauszuschieben.

Breslau, im Oktober 1926.

(Eingegangen 1. Dezember 1926.)

Zur Quantentheorie des normalen photoelektrischen Effekts.

Von D. Nasledow.

In der vorliegenden Arbeit leitet der Verfasser, indem er das Vorhandensein eines quergerichteten Impulses des Lichtquantums voraussetzt, den Ausdruck für den Ausflugswinkel des Photoelektrons ab, der von W. Bothe auf einem gänzlich anderen Wege gefunden und von demselben Autor so schön experimentell bestätigt wurde. Der Verfasser meint, daß dieser quergerichtete Impuls des Lichtquantums auch zur Deutung der Polarisationserscheinung verwertet werden kann.

Im Laufe der letzten Zeit wird man durch eine immer wachsende Tatsachenmenge veranlaßt, die Form der Quantentheorie des Lichtes einigermaßen zu modifizieren. Eine solche Tatsache ist zweifelsohne die von W. Bothe[1]) studierte Asymmetrie des photoelektrischen Effekts. W. Bothe hat nämlich eine, zunächst recht sonderbar erscheinende Tatsache festgestellt: der Ausflug des Elektrons findet unter einem ganz bestimmten Winkel statt, der nur von der Schwingungszahl ν des Strahles abhängt, welcher die Erscheinung erzeugt.

W. Bothe fand, daß die Formel

$$\cos\Theta = \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha+2}} \qquad (1)$$

wo

$$\alpha = \frac{h\nu}{mc^2} \qquad (2)$$

den Winkel Θ, gebildet durch die Richtung des Elektronenausflugs und diejenige des Strahlenbündels, ganz gut bestimme. Der Ausdruck (1) wurde von ihm für einige Schwingungszahlen experimentell bestätigt. In einer anderen Arbeit[1]) gibt W. Bothe die Ableitung dieser Formel an.

Dabei ist er genötigt, eine Reihe von Voraussetzungen zu machen, die das klare Begreifen dieser Erscheinung bedeutend erschweren. Der Verfasser der vorliegenden Arbeit schlägt ein etwas einfacheres Schema der Erscheinung vor; zugleich versucht er mittels dieses Schemas einige Erscheinungen zu deuten, die sich bisher der Erklärung durch die Quantentheorie entzogen.

Wollen wir einen Fall vom Zusammentreffen des Quantums $h\nu$ mit einem Elektron besprechen. Es sei vorausgesetzt, daß sich das Elektron im Ruhezustand befinde. Diese Voraussetzung ist höchstwahrscheinlich, da die anfängliche Geschwindigkeit des Elektrons gering ist. Dann hat man, wenn man den Gesamtimpuls des Quantums, wie es allgemein angenommen wird, gleich $\frac{h\nu}{c}$ setzt, in der Bewegungsrichtung des Quantums und die Gültigkeit des Energie- und des Impulssatzes voraussetzt, die folgenden zwei Gleichungen:

$$h\nu = mc^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) \qquad (3)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{mc\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (4)$$

β bedeutet hier das Verhältnis der Bewegungsgeschwindigkeit des Elektrons v zur Geschwindigkeit des Lichtes c. Man kann sich unschwer überzeugen, daß die Gleichungen (3) und (4) verschiedene Werte von β ergeben, wobei das nach der Gleichung (3) ausgerechnete β größer ist, als dasjenige aus der Gleichung (4). Um den Energie- und Impulserhaltungssatz aufrecht zu erhalten, müssen wir das Vorhandensein eines gewissen quergerichteten Impulses des Quantums G_t annehmen, den Impuls $\frac{h\nu}{c}$ aber als die längsgerichtete Komponente des Gesamtimpulses — G_l — auffassen. Es soll gezeigt werden, daß unter Einführung dieses quergerichteten Impulses G_t die Formel (1), die mit den Ergebnissen des Experiments so gut übereinstimmt, sich unschwer ableiten läßt.

1) Zeitschr. f. Phys. **26**, 59, 1924.

1) Zeitschr. f. Phys. **26**, 76, 1924.

Unsere Voraussetzungen lassen sich also formulieren:

1. Der Energie- und der Impulserhaltungssatz gelten im Falle der Absorption eines Quantums durch ein Elektron.

2. $\frac{h\nu}{c}$ stellt nur die längsgerichtete Komponente des Gesamtimpulses des Quantums dar.

Die Gleichungen (3) und (4) müssen dann wie folgt geschrieben werden:

$$h\nu = mc^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) \tag{5}$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{mc\beta_l}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{6}$$

Hier bedeutet β_l die Längskomponente des β. Die Größe der quergerichteten Komponente des $\beta - \beta_l$ wird bestimmt durch den Ausdruck:

$$\beta_t = \sqrt{\beta^2 - \beta_l^2}. \tag{7}$$

Wollen wir nun β_l und β_t berechnen.

Aus der Gleichung (6) haben wir:

$$\beta_l = \frac{h\nu}{mc^2}\sqrt{1-\beta^2}$$

oder, indem wir die Bezeichnung (2) einführen:

$$\beta_l = \alpha\sqrt{1-\beta^2}. \tag{8}$$

Aus (5) berechnen wir den Ausdruck $\sqrt{1-\beta^2}$. Wir haben:

$$\frac{h\nu}{mc^2} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1$$

oder:

$$\alpha + 1 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Also ist:

$$\sqrt{1-\beta^2} = \frac{1}{1+\alpha}. \tag{9}$$

Indem wir (9) in (8) einsetzen, erhalten wir:

$$\boxed{\beta_l = \frac{\alpha}{1+\alpha}} \tag{10}$$

Wollen wir nun β_t berechnen. Dazu bedienen wir uns der Gleichung (7):

$$\beta_t = \sqrt{\beta^2 - \beta_l^2}. \tag{7}$$

Aus (9) bestimmen wir β. Wir haben:

$$\beta = \frac{\sqrt{\alpha(\alpha+2)}}{1+\alpha}. \tag{11}$$

Indem wir (11) und (10) in (7) einsetzen, erhalten wir:

$$\beta_t = \sqrt{\frac{\alpha(\alpha+2)}{(1+\alpha)^2} - \frac{\alpha^2}{(1+\alpha)^2}} = \frac{\sqrt{2\alpha}}{1+\alpha}$$

Also ist:

$$\boxed{\beta_t = \frac{\sqrt{2\alpha}}{1+\alpha}} \tag{12}$$

Jetzt ist der Ausflugswinkel des Elektrons Θ leicht zu berechnen.

Offenbar ist:

$$\cos\Theta = \frac{\beta_l}{\beta}. \tag{13}$$

Indem man anstatt β_l und β ihre Ausdrücke (10) und (11) setzt, erhält man:

$$\cos\Theta = \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha+2}}. \tag{14}$$

Wir sind zu der Formel (1) gekommen.

Berechnen wir jetzt die Größe des quergerichteten Impulses des Quantums G_t. Er darf, offenbar, folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$G_t = \frac{mc\beta_t}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{15}$$

Indem man in (15) anstatt β und β_t ihre Ausdrücke aus den Gleichungen (11) und (12) einsetzt, erhält man:

$$G_t = mc\sqrt{2\alpha} = \sqrt{2mh\nu}.$$

Indem wir die Bezeichnung:

$$k = \sqrt{2mh} \tag{16}$$

einführen, haben wir:

$$\boxed{G_t = k\sqrt{\nu}} \tag{17}$$

Oder, indem man anstatt ν die Wellenlänge λ einführt:

$$G_t = \frac{k_1}{\sqrt{\lambda}}. \tag{18}$$

Hier ist:

$$k_1 = k\sqrt{c}. \tag{19}$$

Es folgt aus (17), daß der quergerichtete Impuls des Lichtquantums der Quadratwurzel der Schwingungszahl ν proportional ist.

Berechnen wir nun das Verhältnis des quergerichteten Impulses zu dem längsgerichteten. Wir haben:

$$A = \frac{G_t}{G_l} = \frac{G_t}{\frac{h\nu}{c}} = \frac{\lambda G_t}{h}.$$

Anstatt G_t setzen wir dessen Ausdruck als Funktion des λ (18) ein:

$$A = k_2\sqrt{\lambda}. \tag{20}$$

Hier ist:

$$k_2 = \frac{k_1}{h}. \tag{21}$$

Aus (20) folgt:

1. Bei $\lambda = 0$; $r = \infty$; $A = 0$.
Also ist $G_t = 0$.

2. Bei $\lambda = \infty$; $r = 0$; $A = \infty$.
Also ist $G_t = 0$.

Bei großen Wellenlängen ist also das Verhältnis des quergerichteten Impulses zu dem längsgerichteten ebenfalls groß. Der längsgerichtete Impuls ist dabei gering im Vergleich zu dem quergerichteten, und wir gelangen zu der klassischen Theorie.

Bis jetzt war unsere Betrachtung auf den rein formellen Gesichtspunkt beschränkt. Nun soll versucht werden, eine physikalische Deutung des Vorhandenseins eines quergerichteten Impulses G_t des Lichtquantums zu entwerfen[1]. Bis jetzt versagte die Quantentheorie bei der Erklärung der Polarisationserscheinungen, bei der Interferenz und einer Reihe sonstiger Vorgänge, die auf das Zustandekommen irgendwelcher quergerichteten Bewegungen im Lichtstrahle hindeuten. Unser Gesichtspunkt zeigt, daß im Lichtquantum irgendwelche quergerichtete Bewegungen stattfinden müssen, welche das Vorhandensein eines quergerichteten Impulses bedingen, über deren Natur wir einstweilen nichts sagen können. Jedenfalls sind wir schon imstande, der Deutung der Polarisationserscheinungen des Lichtes ziemlich nahe zu treten. Es wäre deswegen äußerst wünschenswert, die W. Bothe schen Versuche mit polarisierten Röntgenstrahlen zu wiederholen. Von unserem Standpunkte aus wäre dabei eine einseitige Elektronenstrahlung zu erwarten[2]. Unser Gesichtspunkt widerspricht keineswegs der Theorie der Streuung von Röntgenstrahlen nach Compton-Debye, die so schön experimentell bestätigt wurde; denn die Streuung eines Quantums durch ein Elektron unterscheidet sich in ihrem Wesen scharf von der Absorption des ersteren durch das letztere. Letzterenfalls muß das Elektron offenbar tief in das Innere des Quantums eindringen und in das Wirkungsfeld quergerichteter Kräfte geraten.

Im Fall des umgekehrten Photoeffekts, namentlich bei der Erzeugung von Röntgenstrahlen, ist das Zumvorscheinkommen dieses quergerichteten Impulses zu erwarten. Der Verfasser ist jetzt mit dem Studium dieser Fragen beschäftigt.

Kiew, Röntgeninstitut.

(Eingegangen 4. Dezember 1926.)

1) Es ist zu vermerken, daß Gedanken über die Notwendigkeit, das Vorhandensein eines quergerichteten Impulses des Quantums anzunehmen, schon mehrmals ausgesprochen wurden. So versuchte z. B. Bubb (Phys. Rev. **23**, 137, 1924; **23**, 289, 1924; Ph. Mag. **49**, 824, 1925) diese Annahme für einige theoretische Auseinandersetzungen zu verwerten, indem er voraussetzte, daß der quergerichtete Impuls durch den zum Lichtstrahle senkrechten elektrischen Vektor bedingt sei.

2) Hier sei eine äußerst interessante experimentelle Untersuchung von F. Kirchner (Physik. Zeitschr. **27**, 395, 1926) über dieses Problem erwähnt. Dieser Forscher hat im Falle von polarisierten Röntgenstrahlen die maximale Anzahl der Photoelektronen in einer zum Strahl senkrechten Richtung beobachtet. Auf Grund seiner Versuche läßt sich nicht entscheiden, ob die Elektronenstrahlung dabei eine einseitige ist. In dieser Beziehung ist eine sorgfältige Wiederholung dieser Versuche äußerst wünschenswert, da dieser Umstand von großer Bedeutung für die Theorie der Erscheinung sein kann.

Struktur von kolloidalem SnO_2.

Von R. Forster.

(Vorläufige Mitteilung.)

Verschieden hergestellte und verschieden alte Gele der Zinnsäure wurden mittels Röntgenstrahlen untersucht. Zur Aufnahme wurden die Gele im Vakuum unter Anwesenheit von P_2O_5 getrocknet.

Alle Gele ergeben bei einer Durchstrahlung nach der Debye-Scherrer-Methode schöne Interferenzen, und zwar sind bei den verschiedensten Gelen sowohl von der *a*- als auch der *b*-Modifikation immer die gleichen Linien mit gleichen Intensitätsverhältnissen vorhanden. Bei oberflächlicher Betrachtung stimmen die Lage und Intensität dieser Linien bei den Gelen überein mit der Lage und Intensität der Linien bei Kassiterit. Es ist also hier wie bei andern Kolloiden, daß sich die Struktur mit abnehmender räumlicher Ausdehnung nicht wesentlich ändert.

Bei genauerer Ausmessung aber zeigt es sich, daß die Gitterkonstante für diese Mikrokristalle einen gegen den Kassiterit veränderten Wert hat. Alle Gele zeigen die Veränderung in derselben Richtung, es ist die Gitterkonstante größer als bei Kassiterit. Diese Vergrößerung ist nicht in allen Fällen gleich, am größten ist sie bei einem Gel, das im Jahre 1914 durch Dialyse aus Zinnchloridlösung hergestellt und bis jetzt unter Wasser aufbewahrt wurde. Für dieses Gel ergeben sich folgende Werte für die *a*- und die *c*-Achse. $a = 4{,}91$ Å, $c = 3{,}47$ Å (Kassiterit $a = 4{,}67$ Å, $c = 3{,}14$ Å). Bei mehreren andern Gelen ist die Vergrößerung nicht so groß wie hier, aber bei 3 verschiedenen Gelen wiederum unter sich gleich.

Über die Abhängigkeit dieser Gittervergrößerung der *a*- und *b*-Modifikation von der Herstellungsart, vom Alter und der Art der Auf-

bewahrung, wie auch von der Art des Wasserentzuges und von der absoluten Größe der Mikrokristalle wird in einer spätern, an dieser Stelle erscheinenden Arbeit die Rede sein.

Zusammenfassung. Es wird mit Hilfe von Debye-Scherrer-Aufnahmen konstatiert, daß die Kolloidteilchen sowohl von der *a*-, als auch von der *b*-Modifikation der Zinnsäure, die gleiche Struktur haben wie der Kassiterit, daß aber bei diesen Mikrokriställchen die Atomabstände größer sind als bei jenem und zwar bei verschiedenen Gelen in verschiedenem Maße.

Ich möchte auch an dieser Stelle Herrn Prof. Zsigmondy in Göttingen für die Überlassung der verschiedenen Zinnsäuregele meinen besten Dank aussprechen.

Zürich, Physikalisches Institut der Eidg. Techn. Hochschule, 23. Dezember 1926.

(Eingegangen 23. Dezember 1926.)

Zur Theorie der Adsorptionswärme.

Erwiderung an Herrn B. Iliin.

Von H. Cassel.

In einem kürzlich erschienenen Aufsatz[1]) über die Abhängigkeit der Adsorptionswärme eines Gases vom Druck usw. kommt Herr B. Iliin auf seine schon wiederholt an den verschiedensten Stellen vorgetragenen Ansichten nochmals zurück. Obwohl er die Richtigkeit der von mir gegen seine Adsorptionstheorie geltend gemachten thermodynamischen Überlegungen[2]) zugeben muß, bestreitet er ihre Bedeutung für den vorliegenden Fall. Ich sehe mich daher genötigt, im Interesse der Klärung noch einmal auf diesen Gegenstand einzugehen.

Herr B. Iliin hatte bisher die Beziehung $U = (\sigma_0 - \sigma)\,\Omega$ ohne theoretische oder experimentelle Begründung an die Spitze seiner Theorie gestellt. Diese von mir wegen ihrer sonderbaren Konsequenzen beanstandete „Hauptgleichung" soll nun durch das an reinen Flüssigkeiten und Lösungen über den Temperaturkoeffizienten der Oberflächenspannung bzw. der Oberflächenspannungserniedrigung vorliegende Beobachtungsmaterial gestützt werden. Aus einer Zusammenstellung desselben leitet Herr Iliin die empirische Regel ab, daß die Helmholtzsche Wärme von der Größe σ_0 bzw. von $(\sigma_0 - \sigma) = \pi$ unabhängig sei und bei Zimmertemperatur einen Betrag von etwa 80 erg/cm² nicht übersteigen könne, daß also in erlaubter Näherung der Temperaturkoeffizient der Grenzflächenspannungserniedrigung gegen die Grenzflächenspannungserniedrigung selbst vernachlässigt werden dürfe. Übrigens wird nicht gesagt, wie die äußeren Umstände bei der Bildung dieses Temperaturkoeffizienten reguliert sein sollen. Kurzer Hand wird die neue Regel auch auf die Grenzflächen fester Körper übertragen, womit der erwünschte Beweis erbracht sein soll.

Betrachtet man die von Herrn Iliin gegebene Tabelle, so möchte man sich über die Kühnheit wundern, mit der er die offensichtlich das Gegenteil lehrenden Zahlen in seinem Sinne auslegt. Man kann nur ersehen, daß das von ihm vernachlässigte Glied meist größer ist als das berücksichtigte.

Folgendes Beispiel diene noch zur Klarstellung des Sachverhaltes. Die Adsorptionswärme von mehratomigen Gasen wie CO_2, N_2, NH_3 wird zu ungefähr 5000 cal/Mol gemessen. Aus der thermodynamisch begründeten Gleichung[1]) $U = \pi\Omega - T\left(\frac{\partial \pi}{\partial T}\right)_v \Omega$ folgt für das Gebiet kleinster Gasdrucke, wo $\pi\Omega = RT$ gilt und für 300° abs. etwa 600 cal ausmacht, daß ungefähr 4400 cal, d. h. nahezu 90 Proz. der Adsorptionswärme auf das Helmholtzsche Glied entfallen.

Die Theorie von Herrn B. Iliin ist also gänzlich unhaltbar, und bereits in ihrer ersten Anlage verfehlt, wie ganz abgesehen von meinen Ausführungen jedem ohne weiteres einleuchten muß, der sich mit den völlig analogen Vorgängen der Kondensation oder Lösung eines Gases beschäftigt hat. Bei allen Erscheinungen, bei denen wir es mit dem Wechselspiel zwischen den Molekularkräften und der Wärmebewegung zu tun haben, darf der Temperaturkoeffizient der freien Energie nicht außer Acht bleiben. Aus demselben Grunde muß eine elektrische Theorie der Adsorption den Temperaturkoeffizienten der Dielektrizitätskonstanten enthalten. R. Lorenz und A. Landé, welche die Adsorption von Gasen an Metallen durch die Bildkräfte der molekularen Dipole zu erklären versuchen, haben hierauf bereits Rücksicht genommen[2]).

Bei dieser Gelegenheit sei zu meinen früheren Ausführungen der Vollständigkeit wegen noch folgendes nachgetragen.

Es wurde früher gezeigt, daß sich für die bei reversibler Adsorption eines Gases an einem festen oder flüssigen Adsorbens isotherm-isobar

1) B. Iliin, diese Zeitschr. **27**, 591, 1926. Vgl. auch die S. 595 angegebene Literatur.

2) H. Cassel, diese Zeitschr. **26**, 862, 1925.

1) H. Cassel, l. c.

2) R. Lorenz u. A. Landé, Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie **125**, 47, 1922. Vgl. auch E. Jaquet, Theorie der Adsorption von Gasen. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1925.

zugeführte Wärme $Q = PV - \pi\Omega + U$ verschiedene Ausdrücke ergeben, je nachdem ob man in der thermodynamischen Gleichung:

$$\frac{Q}{T} = V\frac{dp}{dT} - \Omega\frac{d\pi}{dT}$$

bei konstantem Gasvolum oder bei konstanter Oberflächendichte nach der Temperatur differenziert. Man kann in dem zur Ableitung dieser Gleichung benutzten Carnotschen Kreisprozeß natürlich die Temperaturänderungen auch bei konstantem Gasdruck oder bei konstanter Depression der Oberflächenspannung, d. h. bei konstantem zweidimensionalen osmotischen Druck, vornehmen. Man erhält so eine isobare Beziehung:

$$\frac{Q}{T} = \Omega\left(\frac{\partial\pi}{\partial T}\right)_p \qquad (5)$$

und eine isosmotische Beziehung:

$$\frac{Q}{T} = V\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_\pi \qquad (6)$$

oder unter Berücksichtigung des idealen Gesetzes in der Gasphase:

$$U + RT = \Omega\left[\pi - T\left(\frac{\partial\pi}{\partial T}\right)_p\right] \qquad (5a)$$

bzw. $$U + RT = \pi\Omega + RT^2\left(\frac{\partial \ln p}{\partial T}\right)_\pi. \qquad (6a)$$

Es sei noch darauf hingewiesen, daß sich bei höheren Dichten des adsorbierten Stoffes, also schon bei ziemlich niedrigen Gasdrucken, das Glied $\pi\Omega$ nicht mehr vollständig gegen RT fortheben.

Berlin, Institut für phys. Chemie der Techn. Hochschule, im November 1926.

(Eingegangen 27. November 1926.)

Zur Methodik der Kataphorese.

Von G. Ettisch und D. Deutsch.

Die Methode der Kataphorese ist zurzeit das einzig brauchbare, theoretisch wohl begründete Verfahren zur Bestimmung des Ladungssinnes elektrisch geladener Teilchen. Das ursprüngliche Verfahren von Picton und Linder wurde von vielen Forschern abgeändert, verbessert und für Spezialzwecke angewandt. Die verschiedenen Anordnungen schalten mit mehr oder weniger Erfolg die Polarisation der Elektroden aus, erleichtern das Herstellen einer leicht ablesbaren Trennungsfläche, oder es sind Verfahren für mikroskopische bzw. ultramikroskopische Kataphoresen. Eine besondere Neuerung ist die Methode von Fürth[1]), der zwei halbleitende Elektroden in die zu untersuchende Flüssigkeit eintauchte, und dadurch bei Anwendung von Hochspannung ein starkes elektrisches Feld bei gleichzeitig schwacher Stromstärke erreichen konnte. Trotz all dieser zahlreichen Verbesserungen gibt es noch immer viele Schwierigkeiten, die selbst die qualitative Bestimmung des Ladungssinnes oft unmöglich machen (z. B. Farblosigkeit des Soles, Mangel an Hochspannung usw.). Aus diesem Grunde sahen wir uns gezwungen, nach einem neuen Verfahren zu suchen. Im folgenden wollen wir kurz über ein solches berichten:

Wir verwenden, so wie Fürth, Körper, die nicht so gut leiten wie Metalle, aber doch besser

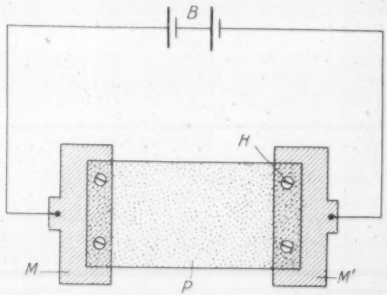


Fig 1.

als Isolatoren im strengen Sinne, nämlich die sogenannten Halbleiter (spez. Widerstand $\sim 1{,}10^5$ Ohm/cm). Wir können als solche unglasierte Porzellanplatten betrachten, die wir einige Stunden vor dem Versuch in destilliertes Wasser einlegten, bis sich die Poren damit imbibiert hatten. Für manche Zwecke erwies sich aber feuchtes Pergamentpapier als noch geeigneter. Wir haben die Porzellanplatten, die wir teilweise durch das liebenswürdige Entgegenkommen der Staatlichen Porzellanmanufaktur, Berlin, erhielten, zwischen zwei Metallklammern, die sich in einer Entfernung von 2—6 cm voneinander befanden, in wagerechter Lage befestigt, nachdem die Oberfläche der Platte mit Filterpapier vom Überschuß des Wassers befreit worden war. — Wenn wir mit Pergamentstreifen gearbeitet haben, tupften wir auch diese mit Filterpapier ab und befestigten sie auf einem Objektträger aus Glas zwischen den Metallklammern. — Damit war die Apparatur fertig (s. Fig. 1). Schalteten wir nun einen Gleich-

1) Fürth, Kolloid. Zeitschr. 37, 200, 1925.

strom von 120 Volt Spannung in die beiden Metallklammern ein, und brachten wir auf einer beliebigen Stelle der Platte, bzw. des Pergamentpapiers einen Tropfen der zu untersuchenden kolloiden Lösung, so sahen wir je nach der Größe und dem Sinne der Ladung in 1—5 Minuten deutlich die eine oder andere Hälfte des Tropfens sich aufhellen, die entsprechende andere Hälfte sich aber intensiv färben. Nach vollendeter

Fig. 2a. Formol-Goldsol auf Porzellanplatte.
Nr. 1 stark negativ geladenes Sol, Nr. 2 u. 3 schwächer negativ geladenes Sol, Nr 4 entladenes Sol, + und — bedeuten die Feldrichtung.

Kataphorese befanden sich die nunmehr koagulierten Teilchen in Halbmondform auf dem einen Pole des Tropfens. Bei entladenen Solen fanden wir keine Verschiebung. Bei Teilchen mit geringerer Ladung ist ein feinerporiges Porzellan zu empfehlen. Als noch günstiger erwies sich das Pergamentpapier. Es dauert nämlich hier längere Zeit bis das Wasser

Fig. 2b.
Nr. 1 positiv geladenes Ferrihydroxydsol, Nr. 2 negativ geladenes V_2O_5-Sol, + und — bedeuten die Feldrichtung.

eingesogen ist, so daß für die vollständige Wanderung der Teilchen längere Zeit übrig bleibt. Das Pergamentpapier hat den besonderen Vorteil, daß es auch die sehr empfindlichen Sole nicht flockt, die manchmal auf dem Porzellan — vielleicht durch Verunreinigungen — koaguliert werden. Wenn der Tropfen eingetrocknet ist, bzw. eine genügende Menge des Kolloids auf das Pergament oder die Platte niedergeschlagen ist, können wir das Präparat aufbewahren (s. Fig. 2a u. b).

Die halbmondförmige Anordnung der an dem entsprechenden Pole koagulierten Solteilchen war bei Verwendung von Pergamentpapier[1]) auch dann zu erkennen, wenn das Sol farblos war. Die Unterschiede der Lichtbrechung sind dafür hinreichend groß.

Eine Gasentwicklung haben wir niemals beobachtet. Drei auf die Kataphoresefläche gebrachte verschiedene Indikatorfarben zeigten keinen Farbumschlag. Die Stromstärke im System wurde in Zeiten, die mit der Versuchsdauer vergleichbar sind, nie größer. Dieses bestätigt, daß praktisch eine Polarisation bzw. Elektrolyse keine Rolle spielt. Als Elektroden können wir die Grenze der Berührungfläche des Sols mit dem Pergament bzw. mit der Platte betrachten. Mit dieser Anordnung können fast beliebig viel Tropfen gleichzeitig auf die Kataphoresefläche gebracht werden, was naturgemäß einen großen Vorteil darstellt. In solchen Fällen gibt es auf der Platte beliebig viel Elektroden.

Mit der beschriebenen Anordnung erzielt man schon bei 120 Volt Spannung zwischen den Metallklemmen an der Grenze Porzellan—Tropfen ein erhebliches Potentialgefälle, während die Stromstärke, entsprechend dem großen Widerstand im Gesamtsystem, sehr niedrig ist ($< 10^{-3}$ Amp.). Von ihr fließt nur ein Bruchteil durch den Tropfen. Versuche mit höheren Spannungen — bis zu 1000 Volt — ergaben keine Vorteile, dagegen machte sich die hierbei auftretende starke elektroosmotische Wasserwanderung sehr störend bemerkbar.

Wir heben hervor, daß wir bei unserer Methode bei makroskopischer Betrachtung mit einem Tropfen von 1 mm Durchmesser auskommen.

Die Möglichkeit, unsere Versuchsresultate an aufbewahrbaren Platten und Streifen auch nach langer Zeit noch demonstrieren zu können, ist oft sehr angenehm, doch wir möchten mehr auf den Umstand hinweisen, daß unser Verfahren zugleich Makro- und Mikromethode ist. Wir gedenken sie auch für biologische Untersuchungen anzuwenden, da wir die physikalischen und geometrischen Bedingungen hier für eine Kataphorese in Zellen und Geweben besonders geeignet halten.

Die oben angeführten Vorteile, sowie der weitere Umstand, daß wir hier eine Schnellmethode besitzen, veranlassen uns, auch ihre quantitative Umformung anzustreben.

1) Es handelte sich bei unseren Versuchen um das sehr gute Pergamentpapier der Firma C. Leitz.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie.

(Eingegangen 23. Dezember 1926.)

BESPRECHUNGEN.

P. Weiss et G. Foex, Le Magnétisme. (Collection Armand Colin Nr. 71.) 16°. VIII u. 215 S. Mit 69 Fig. Paris, A. Colin. 1926. Geb. Fr. 10.20, geh. Fr. 8.40.

Die Namen der Autoren sagen dem Fachmann ohne Besprechung, daß hier ein ausgezeichnetes Büchlein vorliegen muß. Tatsächlich kann man hineinschauen, wo man will, man wird stets die überlegene Darstellungskunst derer finden, die ihren Stoff meistern und beherrschen. Sind die Autoren doch selbst in vielen Teilen des weiten Gebietes Schöpfer gewesen und wirken noch heute als solche. Trotzdem sei für den Fernerstehenden angedeutet, daß auf den 215 Seiten im Kleinformat nicht nur die Grundbegriffe des Magnetismus in Theorie und Experiment für Dia-, Para- und Ferromagnetismus ab ovo abgeleitet sind, sondern daß neben der Theorie der idealen Gase und verdünnten Lösungen für Dia- und Paramagnetismus und der Molekularfeldhypothese für den Ferromagnetismus auch reiches experimentelles Material zum Curieschen Gesetz und zu den Formeln von Langevin verarbeitet ist, Material, das sowohl weite Temperaturintervalle wie auch vielseitige chemische und mineralogisch-kristallographische Daten umfaßt. Ferner sind neben der Erscheinung der Hysterese auch Alterung und Viskosität behandelt und nach der Theorie ferromagnetischer Kristalle die experimentellen Ergebnisse des Barkhauseneffektes, die Magnetonentheorie nach Weiss und Bohr und die Quantelungsexperimente von Gerlach und Stern zur Darstellung gebracht. Überall ist nur unsere heutige Ansicht gebracht, so daß überwiegend moderne Literatur verarbeitet ist; dadurch erhöht sich der Eindruck der Sicherheit der Darstellung, ohne daß deshalb der Fachmann über die rasche Wandelbarkeit unserer Anschauungen hinweggetäuscht werden könnte. Der Text ist durch gute Figuren unterstützt. Papier und Ausstattung sind für deutsche Begriffe mäßig. Alles in allem ist das Weiss-Foexsche Büchlein sehr empfehlenswert und wird nicht nur dem engeren Kreise der Fachleute gute Dienste leisten können.

O. v. Auwers.

L. Graetz, Alte Vorstellungen und neue Tatsachen der Physik. 8°. 120 S. mit 11 Abbildungen. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1925. M. 3.50.

Den Inhalt des Büchleins bilden drei allgemeinverständlich gehaltene Vorlesungen: 1. Stoffe oder Bewegungen; 2. Die Energiequanten. Die Theorie des Lichts. Der Äther. 3. Energie und Trägheit. Arbeit und Wirkung. Elementargesetze und Statistik. Formeln sind so gut wie ganz vermieden; die Darstellungsform gestaltet die Lektüre von der ersten bis zur letzten Seite auch für solche Leser anregend, die nur als Laien sich eine ungefähre Vorstellung von der gegenwärtigen Krisis der physikalischen Forschung verschaffen wollen. Eindringlichst wird gerade ihnen vor Augen geführt, daß das Tatsachenmaterial der Physik an Sicherheit nichts eingebüßt, vielmehr eine ständige Erweiterung und Verfeinerung erfahren hat; das Wandelbare und Schwankende liegt lediglich in der theoretischen, bildmäßigen Zusammenfassung des alten und des neuen Tatsachenkomplexes, die in ihrem Wechsel jedoch nur die unwesentlichen, willkürlichen Züge ihrer Bilder ausmerzt und somit zu einer immer vollkommener werdenden Darstellung des physikalischen Geschehens führen muß.

Harry Schmidt.

M. v. Laue, La Théorie de la Relativité. — Tome II: Le Principe de Relativité généralisée de la Théorie de la Gravitation d'Einstein. Traduction faite d'après la quatrième édition allemande, revue et augmentée par l'auteur, par Gustave Létang. 8°. 320 pages. Paris, Gauthier-Villars. 1926. Fr. 65.— + 20 Proz.

Die im Titel enthaltene Angabe bezüglich der deutschen Auflage bezieht sich wohl auf den ersten Band des Werkes, da der zweite Band des Laueschen Buches bisher nur in zweiter Auflage erschienen ist. Diese Auflage ist auch gemäß dem Vorworte des Autors der Übersetzung zugrunde gelegt worden. — Das Laue sche Lehrbuch stellt bekanntlich eines der Standardwerke über diesen Gegenstand dar. Wie schon in den früheren Besprechungen des Buches an dieser Stelle ausgeführt wurde (diese Zeitschr. **23**, 269, 1922; **24**, 115, 400, 1923) steht es inhaltlich an erster Stelle unter den physikalischen Werken über Relativitätstheorie und bedarf deshalb keiner weiteren Empfehlung mehr. Für die französische Ausgabe sind einzelne Paragraphen vom Autor noch besonders bearbeitet worden.

H. Thirring.

F. Klein, Vorlesungen über höhere Geometrie. 3. Auflage, bearbeitet und herausgegeben von W. Blaschke. (Grundlehren der math. Wissenschaften Bd. 22.) Gr. 8°. VIII u. 405 S. m. 101 Abbildungen. Berlin, Julius Springer. 1926. M. 24.—, geb. M. 25.30.

Der Herausgeber, selbst ein bekannter Geometer, sagt im Vorwort: „Kleins gruppentheoretischer Aufbau der Geometrie, wie er ihn zuerst 1872 in seinem ‚Erlanger Programm' entworfen und dann 1893 in seiner ‚Einleitung in die höhere Geometrie' näher ausgeführt hat, ist für die Weiterentwicklung der Geometrie, ja auch der Physik heute so wichtig und lebendig als je". „Ich habe, um den persönlichen Eindruck von Kleins Werk nicht zu verwischen, an dem früheren ‚ersten Bande' nur wenig geändert und nur wenig hinzugefügt. Hingegen habe ich den . . . ‚zweiten Band', der . . . eine völlige Umarbeitung nötig gemacht hätte, weggelassen. An seine Stelle ist der ‚dritte Hauptteil' des vorliegenden Buches getreten, in dem einige neuere geometrische Untersuchungen dargestellt werden."

Der erste Hauptteil behandelt, gestützt auf die verschiedensten Beispiele, den allgemeinen Koordinatenbegriff, der zweite Hauptteil die Lehre von den Transformationen. Daß die Anwendungen hierbei nicht zu kurz kommen, versteht sich bei Klein von selbst, wie ja auch die Darstellung von höchster Anschaulichkeit ist. Die Hinweise auf die Literatur sind bis auf die neueste Zeit ergänzt. Im 3. Hauptteil wird den Physiker besonders interessieren I. Radons mechanische Herleitung des Parallelismus von Levi-Civita. Sehr dankenswert ist auch die Aufnahme der von O. Schreier herrührenden „Einleitung in die Elementarteilertheorie".

Ein eingehendes Namen- und Stichwortverzeichnis beschließt das Buch.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß man dem Herausgeber für seine Bearbeitung ganz besonderen Dank schuldet und daß das Buch jedem Physiker, der mathematisch interessiert ist, aufs angelegentlichste zu empfehlen ist. Haupt.

H. Freitag, Physik. Unterstufe. 8°. IV u. 235 S. m. 217 Fig. 3.—4. Aufl. Nürnberg, C. Koch. 1926. Geb. M. 3.20.

Es gibt heute Städte in Deutschland, welche in der Belastung des Physiklehrers mit Unterrichtsstunden (von der Klassenstärke zu schweigen) das Doppelte des in Frankreich Geforderten überschreiten. Aus dieser Zeitlage erklärt sich das Erscheinen von Lehrbüchern, welche bestimmten Lehrplänen sehr genau angepaßt sind; das vorliegende den bayrischen. Immerhin ist die anderweitige Verwendung durch die beiden Inhaltsverzeichnisse ermöglicht. Sachlich sind dem Ref. S. 17 die Nichterwähnung der Verdunstungskälte bei feuchter Wäsche, S. 220 die Nichtberücksichtigung des Wuchtverlustes beim unelastischen Stoß Hammer—Nagel aufgefallen. Die Stoffauswahl ist für das Alter der Schüler weitreichend; die Theorie wird sehr früh und ziemlich eingehend dargeboten; Ref. würde in dieser Richtung etwas weniger, in Richtung auf Geschichte und Technologie (die natürlich nicht fehlen) etwas mehr für angemessen halten. In der Darbietung wird öfters eine erste Andeutung und eine, gelegentlich auch eine zweite spätere Ausführungsstufe gewählt. Schwierigere Dinge werden manchmal durch besondere Terminologie erleichtert. In solchen Einzelheiten zeigt sich, daß das Buch einer Unterrichtserfahrung entstammt, deren hohes Ziel Achtung erweckt. H. Hermann.

C. N. Hinshelwood, The kinetics of chemical change in gaseous systems. Gr. 8. IV u. 204 S. mit 9 Fig. Oxford, The Clarendon Press. 1926.

Aus Oxforder Vorlesungen hervorgegangen, enthält das Buch eine Zusammenfassung der Haupttatsachen und Haupttheorien der chemischen Kinetik, und zwar in einer Form, die eine gute Einführung in dieses vom physikalisch-chemischen Unterricht, wenigstens bei uns, etwas stiefmütterlich bedachte Gebiet bildet. Eine Einführung bringt in verständlicher Form eine Ableitung der Gleichungen der kinetischen Gastheorie, die zum Verständnis der Gesetze der Reaktionsgeschwindigkeiten unerläßlich sind, sowie einige Darlegungen über den Zusammenhang atom- und molekültheoretischer Grundtatsachen mit der chemischen Kinetik. Wohltuend wirkt hier der Verzicht einerseits auf allzu Hypothetisches, andrerseits auf die heute zahlreichen detaillierten Theorien über diese Dinge, zwischen denen heute eine Entscheidung doch noch nicht gefällt werden kann. Dann werden eine Anzahl der gut untersuchten Gasreaktionen (auf solche beschränkt sich der Verfasser aus guten Gründen) besprochen, in der Anordnung nach ihrer „Reaktionsordnung". Bei der großen Wichtigkeit, die für die chemische Kinetik heute noch die Sammlung experimentellen Materials hat, ist der Anschluß ans Experiment eng, jedoch werden die prinzipiellen Gesichtspunkte, die die Aktivierungstheorie liefert, durchweg als der eigentliche Zweck der Forschung behandelt, und in einer Weise behandelt, die wohl das einigermaßen Sichere von Vermutungen sondert. Besonders dankenswert ist das in den beiden Schlußkapiteln, die sich mit den heterogenen Reaktionen befassen, zu denen ja vor allem das weite und theoretisch wie praktisch so wichtige Gebiet der Katalyse gehört. Hier, auf des Verfassers eigenem Arbeitsgebiet, werden in einer auch für den Spezialisten anregenden Weise die vielseitigen Einflüsse der Adsorption und vor allem die Frage der Aktivierungswärme bei heterogenen Reaktionen besprochen. Es ist zweifellos, daß die prinzipielle Erforschung des „Geheimnisses der Katalyse" diese vom Verfasser und anderen eingeschlagenen Wege zu gehen hat. Im ganzen ein von einem tüchtigen Fachmann, der auf dem Boden einer gesunden Mitte von Theorie und Versuch steht, geschriebenes Buch, das weniger dem eigentlichen Reaktionskinetiker empfohlen werden kann, als jedem, der in den heutigen Stand dieses jungen, aber aussichtsreichen Gebiets hineinsehen will. Dr. Schwab.

Berichtigung

zu der Arbeit von P. J. Jurišić, Physik. Zeitschr. 27, 774—778, 1926.

In der Fußnote 2) der ersten Spalte von Seite 775 soll es statt Zeitschr. f. Elektrotechnik heißen: Zeitschr. f. Elektrochemie. Auf derselben Seite, zweite Spalte, Zeile 7 des Abschnitts Methodik soll es statt Alkohol : Äther heißen: 96proz. Alkohol : Äther.

Tagesereignisse.

„Metallographische Ferienkurse". An der Technischen Hochschule, Berlin, werden unter Anleitung von Prof. Dr.-Ing. Hanemann im März dieses Jahres Metallographische Ferienkurse abgehalten, und zwar vom 7.—17. März ein Kursus für Anfänger, vom 21.—25. März ein Kursus für Fortgeschrittene. Die Kurse bestehen in täglich 2 Stunden Vortrag und 4 Stunden Übungen. Anfragen und Anmeldungen sind an das Außeninstitut der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg 2, Berliner Str. 171, zu richten.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Das Mitglied der Geschäftsleitung der Firma Carl Zeiss in Jena und Schöpfer des Zeiss-Planetariums Dr. Walter Bauersfeld zum a. o. Professor für Sondergebiete der technischen Physik an der Universität Jena, a. o. Professor Armin Strauß zum ord. Professor der physikalischen Chemie an der Technischen Hochschule Budapest, Dr. Th. Iredale vom Armstrong College in Newcastle-on-Tyne zum Dozenten für Chemie an der Universität Sidney.

Berufen: Der a. o. Professor an der Universität Wien Dr. Arthur Haas wurde von einer Reihe von amerikanischen Universitäten und technischen Hochschulen zu Gastvorlesungen eingeladen, der ord. Professor an der Technischen Hochschule Zürich Dr. P. Debye wurde zu Gastvorlesungen nach Madison (Wisconsin) und Columbia (New York) eingeladen.

Vom Lehramt zurück: Der a. o. Professor der Physik an der Universität Leipzig Dr. Artur Haas.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Chemie an den Universitäten Königsberg und Genf Geh. Regierungsrat Dr. Karl Graebe in Frankfurt a. M., der a. o. Professor für Meteorologie und Geophysik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich Dr. Alfred de Quervain, der frühere Professor für Chemie am Royal College of Science in London Sir William Tieden.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.